現代物理最前線 6

大槻義彦 編

量子力学の多世界解釈

和田純夫

ヘリウム3がつくる2次元量子流体

白浜圭也

人工原子，量子ドットとは何か

舛本泰章

共立出版株式会社

刊行にあたって

いよいよ20世紀科学文明から21世紀の科学文明に移る．20世紀の物理学を振り返れば，その進歩・発展は，想像を絶するものがある．原子・素粒子はもとより，クォークからブラックホール，宇宙のはてまで，物理学は解明してきた．そしていま，生命，脳新素材，複雑系の解明まで突き進んでいる．21世紀はどんな科学文明になるのか，考えれば，むしろ恐ろしくさえなってしまう．このような現状にあって，まず何よりも現代物理学の各分野を，十分知っておくことが要求される．わが国の物理学者，研究者，物理教育者は，他の先進国の人びとよりも，物理学の異なる分野にうといと言われる．自分の専門分野には，きわめて高い識見をもっているのに，ほんの少し専門をはずれてしまうと，知識もないし，興味ももたなくなるという傾向にあるとされる．

このような現状を少しでも改善しようとするものが，前シリーズ『物理学最前線』とか物理科学雑誌『パリティ』である．幸い，前シリーズ『物理学最前線』は好評を得て，31巻まで刊行することができた．

そこで今回，まったく新しいシリーズとして，『現代物理最前線』を世に送ることにした．前シリーズと比べて，今シリーズは現代物理の生々しい現状の最新情報を満載するものである．

2000年2月

大槻　義彦

目　　次

量子力学の多世界解釈＝和田純夫

ヘリウム3がつくる2次元量子流体＝白浜圭也

人工原子，量子ドットとは何か＝舛本泰章

量子力学の多世界解釈

和田純夫

はじめに

量子力学，あるいは場の量子論を含む量子論は，現在の物理学の根本的な枠組みである．そして，具体的な計算が可能な個々の問題に対して，量子論が失敗したことはない．しかし，量子論が主として扱うミクロな対象が，従来は古典力学によって扱われてきた(観測装置などの)マクロな対象と作用し合うとき何が起こっているのかは，量子論が誕生して3四半世紀たった現在でもコンセンサスはできていない．これを観測問題と呼ぶが，そもそも量子論をいかに概念的に説明するかという根本的な問題に絡んでいるので，解釈問題とみるほうが適切かもしれない．

量子力学の教科書には通常，コペンハーゲン解釈と呼ばれるものが書かれている．これは量子力学が誕生した際にボーアを中心とした人々によって提唱されたものだが，「波の収縮」と「(ボルンの)確率公理」を柱としたものである．この解釈論は非常に実用的だが，古典力学を量子力学に包摂させるのではなく並立させており，また宇宙波動関数には適用できず，基本公理としては受け入れ難い．また，コペンハーゲン解釈を数学的に厳密化しようとしたノイマンの方向(集団解釈論)もあり，多くの人々がこの方向の完成に向かって努力してきたが，整合的な理論はできていないと思われる．

それに対して，エベレットによって始まったとされる別の解釈論の流れがある[1–3]．それを多世界解釈と呼ぶこともあるが，エベレット自身が概念的に何を主張したのかあまり明確ではなく，また彼の流れを引いている人々の中には多世界解釈に反対している人もいるので，幅広い意味で「エベレット流解釈」と呼ぶことにしよう．この流れの基本は，「波の収縮」とか「確率公理」を量子論の基本原理としては受け入れないというものである．基本原理はシュレーディンガー方程式による波動関数の時間発展にのみ求める．業界用語を使えば，純

粋状態から混合状態への非ユニタリな時間発展は考えない．(もちろん波動関数の概念的な解釈はしておかなければならないが，それについては幾つかの立場があり，本文で議論する.) そして，特定の状況におけるその結果として，「波の収縮」や「確率公理」と物理的に同等な結論を導く．

筆者は，エベレット流解釈の中でもある意味で徹底している，狭い意味での多世界解釈の支持者であり，以下,「多世界解釈」という場合は，この狭い意味で用いる．その内容は本文で説明するが，端的にいえば，実在するものと波動関数は対応しているとみなす，実在主義的立場である．(ただし，波動関数自体を実在と考えるわけではなく，また，古典論的な実在を考えるボーム的解釈論とはまったく関係ない.)

このように，多世界解釈の特徴は，シュレーディンガー方程式以外の要素を可能な限り排除し，その結果として，実在主義的な立場をとることが可能になるという点にある．確率とか波束の収縮とかいう概念にとらわれている人々は，波動関数が実在に対応するといわれると違和感を感じるだろう．しかし少なくとも多世界解釈をとる限り，量子論と実在主義との間に何も矛盾はない．そしてそれは，遠隔作用から近接作用へと理論を発展させてきた物理学の歴史を考えればきわめて望ましいことだと思えるが，もちろんそれは結果論にすぎず，問題は，ここで説明する多世界解釈が整合的な解釈だと認めていただけるかにかかっている．

この稿の構成を説明しておく．まず1章で，一般に解釈論で議論の対象となるさまざまな論点を概説する．問題点の所在を認識していただくためである．次に2章では，比較的反論が少ないだろうと期待する，純粋にミクロな対象に対する量子論の解釈を提示する[4,5]．

多世界解釈については，(特に年配の方々による) 単なる誤解としか思えない批判をみかけることがある．しかしそのような批判が出るのは，多世界解釈がそもそも何を意味するのか，必ずしも意見が一致していなかったことにも原因がある[6]．

2章では，観測とは関係のない純粋にミクロな世界で，多世界解釈というものを定義する．複数の「状態」の共存ということは強調するが，複数の「世界」の共存という概念を解釈論の公理として設定するわけではない．そしてミクロ

なレベルでの定義を，そのままマクロな対象まで拡張しても矛盾はないというのが(筆者流の)多世界解釈論者の主張であると思っていただければよいのだが，確率解釈，あるいは古典力学的世界のイメージにとらわれている人々にとっては，当然，疑問に感じるであろう幾つかのポイントがある．それらの疑問を議論するのが3章(発見確率について)，4，5章(多世界の共存について)，および6章(認識の一意性)である．そして最後に7章で，結局，いかなる解釈論にたどりついたのかを要約し，幾つかの関連問題についてコメントする．

また，(エベレット流という意味で)多世界解釈と同根である論理解釈[7–10]というものがここ数年，活発に議論されているが，それについては批判的コメントを含め，補遺で解説する．

なお，多世界解釈にも深く関係する宇宙波動関数の解釈論，メゾスコピック系，あるいは量子論の種々のパラドックスについては，紙幅の関係でほとんど触れられなかった．この稿は多世界解釈の基本を理解していただくための報告であるということで，ご容赦いただきたい．宇宙波動関数については，例えば文献 11) や 12) を，また解釈論全般については，立場によって何を問題にするか大きく異なるが，例えば文献 8) や 10) を参照．

1章 解釈問題とは

量子力学の解釈問題が解決していない理由のひとつは，そもそも何を証明あるいは説明すればいいのかが明らかではなく，出発点で意見が一致していないことである．ある人にとっての主要目標が，他の人には，証明する必要のない，意味のない主張とみなされる．数学の未解決問題のような，ゴールが決まっているテーマではない．

そのような状況が生じるひとつの理由は，量子力学の扱う対象が，人間が直接認識できないミクロの世界であるためである．解釈問題が何であるかを，従来の人間の常識に基づいて判断することができない．むしろ解釈問題の「答」自体が，解釈問題が何であったのかを示すことになる，といったほうが適切かもしれない．そのため，問題解決の目指す方向が異なる人どうしの間では，議論がすれ違いになりがちである．

だからといって，正解のない主観的な問題だと主張しているのではない．自然科学の文脈の中で解決されるべき(解決できる)問題だと信じている．しかし問題解決の方向性についてさえコンセンサスがないとしたら，「正解」を見つけるための判断基準は何だろうか．

通常の自然科学の論争では，実験観察の結果がその方向を大きく左右する．しかし量子力学での解釈問題ではそのような幸運は，（例えばベルの不等式関係の，量子力学そのものの修正に関する議論を除き）あまり多くは期待できない．そのような状況での判断基準の中心は，理論の全体的整合性になるだろう．実際，科学史上，相対論を初めとして「整合性」が新理論発見の契機になった例は多い．特に量子論の場合，今や人間の認識や宇宙全体の記述まで含むようになった自然科学全体を包括する原理なのだから，全体的な整合性という要請が強力な判断基準となりうる．

この稿ではまず，量子論の解釈問題といった場合に，どのような論点がありうるのかという議論から話を始める．すでに述べたように，各論点がどのように関係しているのか，あるいはどれが重要でどれがそうでないのかという点についてコンセンサスがあるわけではない．しかし，これこれの論点は本質的な問題ではないとする立場をとるにしても，そう考える理由を明確にしておく必要はあるし，解釈問題のポイントは「全体的な整合性」であるという意味で，幅広い視野をもつことが必須である．

また以下では，通常，哲学的考察の対象とされる事項にも言及する．もともと物理学は自然に対する哲学(philosophiae naturalis)として始まったことを考えれば，物理学の枠組みの問題である解釈問題に哲学的考察が入ってくるのは当然のことである．

しかし決して，哲学の議論によって解釈問題の方向が決定づけられるのではない．量子力学の誕生は，人間の認識や感覚には大きな限界があることを明らかにした．つまり，量子力学に基づかない，人間の直接的な認識に依存する哲学は，この問題では大きな助けにはならない．むしろ逆に，量子力学という理論が，それに基づく新しい哲学を包含すると考えるべきだろう．考える枠組みが最初から与えられているのではなく，新しい理論が新しい枠組み，つまり新しい認識論(epistemology)や存在論(ontology)を作り出すのである．

1.1　ψ は「実在」に対応するか

波動関数，あるいはより抽象的に状態ベクトルと呼ばれるものを，ここでは単に ψ (後では $|\psi>$ という書き方もする)と記すことにしよう．これが量子力学で扱う数学的対象である．しかしそもそも ψ とは何なのか．現実の何か(「実在(reality)」)に対応するものなのか．

結局はこれが量子力学の解釈問題の根本だといってもよいのだが，理論の数学的対象と実在との関係が自明ではないというのは，古典力学と比べたときの，量子力学の顕著な性質である(古典力学では $x(t)$ と書けば，それは実在の何らかのものの，ある時刻での位置に対応する)．

古典電磁気学でも電場とか磁場について同様の状況があったが，(古典的な)場という抽象的なものの存在の想定によって，一応の解決は得ているといって

いいだろう．「物体とか粒子ならば実在として認めるが，場を実在とするのは納得できない」という人もいるかもしれない．特殊相対論が出るまでの長い間，「エーテル」の存在が真剣に検討されたのも，そのような観点からであった．

しかし何を実在とみなすかは，理論が決めることである．すでに述べたように，解釈というのは人間の感覚を優先して行うことではない．場を実在のものと考えるのは，相対論と組み合わせたときの古典電磁気学の整合的な解釈である（ゲージ不変性の解釈についての問題はあるが）．

相対論自体にも実在性に関する問題があった．相対論では絶対空間とか絶対時間という概念が否定された．アインシュタインは最初に特殊相対論の論文を書いたとき，何が実在かという問題は棚上げにし，光速度不変性を前提にしたとき観測者は時間について何を観測するかという発想で理論を展開させた．

しかしその 2 年後，ミンコフスキーがミンコフスキー計量というものを発見し，実在のものとみなしうる絶対時空の存在を明らかにした．これが学界における相対論受容のきっかけになり，アインシュタイン自身もそれを認め，それを採用して一般相対論の構築に向かっていった．

では量子力学ではどうだろうか．「実在」は人間の直観と一致している必要はないといっても，ψ そのものが実在に対応すると考えるには，後で述べるように，答えなければならない幾つかの問題がある（実在と考えなければ問題は生じないといっているのではない）．そのため量子力学の創始者たちは，ψ を実在のものに対応させることを放棄した．しかし，理論の数学的対象物と実在との遊離は，物理学の理論としては特異な状況であり，アインシュタインの量子力学に対する不信感もそこから生じていた．

では，（量子力学を変更せずに）ψ と実在を対応させることは，本当に不可能なのだろうか．量子力学の創始者たちが見落としていたことはないだろうか．そのことが解釈問題の論点のひとつであり，（少なくとも筆者にとっては）最大の焦点でもある．

1.2　確率論か決定論か（コペンハーゲン解釈について）

ψ を実在と対応させることの困難さ，そして量子力学が古典力学と大きく異なる点は，少なくともコペンハーゲン解釈[8, 10]によれば，それが決定論ではな

い，ということである．

古典力学にはニュートンの方程式というものがあり，すべての初期条件がわかり物体間に働く力の性質がわかっていれば，原理的には物体の運動は完全に決まる，という構造になっている．

量子力学にも同様にシュレーディンガー方程式というものがあり，微分方程式なのだから，やはり初期条件がわかれば原理的には解が求まるという決定論的な構造になっている．しかしボーアやハイゼンベルクらによれば，人間が観測するときには ψ が直接測定されるわけではなく，例えば座標表示した ψ は発見確率 $(|\psi(x)|^2)$ にしか対応しない（ボルンの確率公理）．そして，粒子がある位置で観測された瞬間，ψ は突然変化してその位置に局在する波になる（波の収縮）ことが，量子力学の原理として主張される．

このようにコペンハーゲン解釈によれば，量子力学は「シュレーディンガー方程式」と「波の収縮」という二重構造をもつ．そして，確率的に決まる波の収縮というプロセスが決定論とは相容れない様相をもつ．

しかし，観測のときに使う装置にしろ，あるいはその結果を認識する人間にしろ，シュレーディンガー方程式に従う原子分子から構成されているはずである．そのときに二重構造を導入するのは，論理が矛盾しているのではないかとは誰でもが考えるだろう．しかし，実験を繰り返したときに，粒子が観測される位置の頻度が $|\psi(x)|^2$ に比例しているというのも，実験で確認されている事実である．このギャップをどう考えるか，あるいはどう埋めるかも，解釈問題の主要な論点である．

1.3　集団解釈論

量子力学のひとつの解釈の方向として以前から多くの人が採用してきたのが，フォン・ノイマン以来の「集団解釈論」(ensemble interpretation) である．それによれば，粒子ひとつを表現するために導入された ψ は，実際には，同じ状態にある粒子の集団を表すものだと考える．そして観測のプロセスは，ψ そのものではなく密度行列 ρ の変化によって表現されると主張する．

まず測定前の密度行列は

$$\rho(\text{測定前}) = |\psi\rangle\langle\psi| \times (\text{測定装置の部分})$$

という演算子で表される．また $|\psi>$ が，測定される観測量の固有状態 $|\psi_i>$ により

$$|\psi> = \sum c_i|\psi_i>$$

と展開され，また各状態 $|\psi_i>$ は測定によって

$$|\psi_i, M_0> \Rightarrow |\psi_i, M_i>$$

と変化するとした場合（M は測定装置の状態を表す），全体は

$$\rho(\text{測定後}) = \sum\ |c_i^2|\ |\psi_i, M_i><\psi_i, M_i| \tag{1.1}$$

となるとする（そう期待する）．そして，この式の右辺は統計力学での統計的集団（ensemble）と同じであり，$|c_i^2|$ はその重率であるとされる．

フォン・ノイマンは観測のプロセスをこのように定式化したが，結局，物理的なプロセスとして「ρ(測定前) $\Rightarrow$ ρ(測定後)」を示すことはできなかった．そして結局はこの遷移を，人間の意識の中でのプロセスとみなすしかないと考えた．

観測プロセスをこのようにみなし，「ρ(測定前) $\Rightarrow$ ρ(測定後)」を証明したと主張した人は多いが，筆者の知る限り，そして従来の量子力学の枠組み内での議論とみなす限り，一部の自由度を消去（=積分）した結果であって，系全体としての密度行列の構造に変化があるという理論ではない．

もし式 (1.1) の形が部分系に対するものだとしたら，それを統計的集団とみなす理論的な根拠はない．どの自由度を消去するかは，人為的なものだからである．部分系ならばミクロな系でも式 (1.1) の形が導けることさえある．

では仮に，全体系に対して ρ(測定後) の形が導けたとしたら，それで解釈問題の解決といえるだろうか．そもそも，ψ が表す集団とは何を意味しているのだろうか．現実のひとつの世界に存在する粒子の集団を考えているのだとしたら，なぜ，多粒子に対する量子力学的記述（$\psi(x_1, x_2, x_3, \cdots)$）を使わないのだろうか．

純粋にひとつの粒子（あるいは 1 回の測定）に対する量子力学の記述は不可能なのだろうか．別の言い方をすれば，ひとつの粒子という実在に対応する表現を量子力学はもっていないのだろうか．あるいは宇宙全体の波動関数を考えるときには，宇宙全体の統計的集団というものを仮想しなければならないのだろ

うか．「そうなのだ」と強弁されれば反論はしずらいが，宇宙の統計的集団を考えなければ宇宙全体を記述できないとすれば，それはきわめて不完全な理論だとの印象は拭えない．

1.4　実在主義と実証主義

実証を，実験観察に基づいて理論を組み立てる立場だと考えれば，自然科学者としては当然の態度であって疑問の余地はないと考える人もいるかもしれない．しかし実証主義(positivism)といった場合には，単に実証という言葉がもつ以上のニュアンスを含んでおり，科学哲学上，実在主義(realism)のアンチテーゼになることがしばしばである[7,13]．

例えばアインシュタインが最初に特殊相対論を提示したときは，人間が光と時刻に関していかなる観測をするかという視点に基づいていたので，きわめて実証主義的であった．一方，特殊相対論を，ミンコフスキー計量が成り立つ4次元多様体の理論であるととらえた場合には，典型的な実在主義的な立場になる．

また，19世紀末には，原子論論争というものがあった．これは，観測されない原子に，思考上便利な概念という以上の実在的な意味をもたせることを拒否する実証主義者(マッハら)と，原子を実在のものと考えようとした実在主義者(ボルツマン)との間の争いであった．

相対論にしろ原子論にしろ，結局は実在派的発想が勝利を収めたように見えるが，では量子論が実在主義的に解釈できるかとなると，決して問題は単純ではない．そして，実在主義といってもさまざまなニュアンスがありうる．ここでは多少，我流だが，「強い実在主義」と「弱い実在主義」という用語を導入して考える．

人間が認識するものを実在とするという主張を，「強い実在主義」と呼ぶ人もいるが，ここではこの定義は採用しない．そのような主張はむしろ，「素朴実在主義」といったほうが的確だし，実際，そのようにも呼ばれる．筆者は次節も含め何度か述べる理由により，素朴実在主義には強く反対する．一方，ここでの用語法での強い実在主義は「科学的実在主義」といったものに近いが，これは必ずしも弱い実在主義を排除しない．

「強い実在主義」とは，理論により，実在が完全に表現されるという立場だと

定義する．量子論でいえば ψ が実在の完全な表現だとする立場になる．一方，「弱い実在主義」では，何らかの実在の存在は認めるが，理論はそれを完全には表現しないとする．それをさらに進めると実証主義になり，理論は人間の認識を説明することが主眼であって，実在の表現という要請は問われない問題とされる．

古典力学は(場の古典論まで含めれば)「強い実在主義」的理論である．重力などの力については最初は実証主義的見方(遠隔作用論)が支配していたが，一般相対論や電磁気学などの場の古典論の登場により実在主義的見方(近接作用論)ができるようになった．

一方，すでに議論した集団解釈論は，この分類では「弱い実在主義」ということになる．また，この稿で主として説明する多世界解釈は「強い実在主義」だが，それと姻戚関係にある論理解釈は，逆にきわめて実証主義的様相が濃い．

いずれにしろ，このような分類はさまざまな発想の違いの原点を理解する上で重要な観点である．

1.5　事象の単一性

粒子の波動関数が広がっていても，その位置を観測すればどこかに観測される．確率公理を使えば各位置に観測される確率が求まるが，1 回の観測で粒子が発見される場所は 1 個所である．そこである人々は，解釈問題に関する理論は，なぜ発見場所が 1 個所なのかを説明しなければならないと主張する[10)]．観測を位置に限らず一般化していえば，量子力学は，1 回の観測でひとつの現象だけが観測されるという事実を表現できるか，あるいは，さまざまな可能性の中からひとつの現実だけが選ばれるメカニズムは何か，という疑問である．

このような主張をする人は，例えば集団解釈では答になっていないとする（集団解釈に対する前記のその他の疑問は棚上げするにしても）．集団解釈では，どのような可能性があるかはわかるがひとつの現実が選ばれるメカニズムはわからないという主張である．

この問題提起に対する姿勢は，立場によって大きく異なる．例えば，この稿で解説する多世界解釈では，これは考える必要のない問題であるとする．すべての可能性が現実であり，ひとつの現実だけが選ばれているのではないという

考え方である．ただし1人の観測者はひとつの可能性だけを観測し，それが唯一の現実だと「認識」すると考える．そして，そう考えてよい論理を提示しようとする．

このような考え方が可能になるのは，観測者による認識というのも量子力学で記述される現象のひとつであって，「観測者」を，量子力学を抽象的に研究し解釈する「超越的科学者」と同一視しないからである．しかし前記の実証主義的立場に立つ人々は，実証主義という言葉の定義からわかるように，観測者による唯一の観測結果を唯一の現実として絶対視する．いずれにしろ，この問題をどのように取り上げているかということ自体が，立場の違いを理解する上で重要な視点になる．

1.6　オッカムの剃刀(カミソリ)

量子力学の具体的な内容から離れた抽象的で形而上学的な議論はあまり有用でないと述べた．しかし完全に無視していいと主張しているわけではないし，しばしば言及されるひとつの重要な論点がある．

それは，物理学の基本理論はいかなるものであるべきか，というテーマである．現在の物理学では，(例えば)神の存在などというものは取り上げられない．それは決して，神の存在が否定されたからではない．神の存在は現実の現象の説明には役立たず，また肯定も否定もできない(ような)ので，それについて議論することは意味がないからである．このように，現実に対する説明には無用なものは理論から排除することを，オッカムの剃刀(Ockham's razor)という．(オッカムは14世紀の哲学者．ただし彼は神を排除するためにこれを使ったわけではない．)

では，解釈論ではこの態度をどのように使うべきだろうか．ある人々は，「多世界解釈で導入される多世界の存在は原理的に観測で検証も否定もできないのだから，〈無用な対象〉の導入であって，オッカムの原則により科学の理論からは排除されるべき」，と主張する．

多世界解釈論者は逆に，「多世界の存在は量子力学をそのまま受け入れれば必然的に出てくる結論であって，これを否定するためには量子力学に〈無用な原理〉(波の収縮)を導入しなければならない．オッカムの原則によって排除される

べきなのは，この無用な原理のほうである」，と主張する．

筆者には，(〈無用な原理〉がほんとうに無用であるならば) 後者の主張が正しいと思える．前者の主張を客観的な根拠に基づき論駁するのも難しいが．

以上，量子力学で議論の対象となりうる論点を幾つか説明した．その説明はあまり系統的ではなかったが，むしろこれらの論点をいかに系統づけるかが解釈問題である．これから，解釈問題に関係する幾つかの議論をした後で，再度，上記の論点についての筆者なりの回答を論じることにしよう．

2章　ミクロなレベルでの波動関数
——共存度

コペンハーゲン解釈の二重構造(シュレーディンガー方程式＋波の収縮)が現れるのは，ミクロな対象をマクロな測定装置で観測した際の話である．そこでその問題を避け話を簡単にするために，ミクロな対象に話を限定したときの量子論の「解釈問題」を考えてみよう．

かなりの人々が，これは考える必要のない問題とみなしているかのようである．実際，これについて書いてある量子力学の教科書はほとんどない．波動関数の解釈としては，通常は，「測定したときの」発見確率を表すとしか書いていない．

もちろん筆者自身の教科書[14)]はそうではなく，この章の内容はこの本の第1章に対応する．ただしこの教科書の付録に書いた多世界解釈の説明は，短いせいもあって少し歯切れが悪い．筆者の主張の短い解説としては，文献5)のほうを見ていただきたい．

特に，「科学」とは人間が認識するものの間の規則性の説明であると主張する実証主義者にとっては，人間が観測していない段階に対する解釈など，考える必要のない問題なのかもしれない．

しかし一方で，人間の認識も(量子論によって司られる)この世界のひとつの自然現象であるという立場にたつとすれば，マクロな対象(あるいはそれに対する人間の認識)が関与する場合にのみ解釈問題を考えるというのは片手落ちといわざるをえない．

ここでは，この問題にいかなる意味を与えるかは別として，とりあえずミクロな対象に限定したときに，量子論(波動関数)にどのような解釈が可能なのかを考えてみよう．

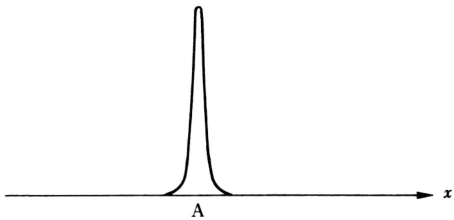


図 2.1　A 点に局在する粒子に対応する波.

2.1　共　　存

量子力学では，電子などの「粒子」は，粒子的性質と波動的性質の両面をもつといわれる．しかしここで議論したいのは，「では，それはそもそも何なのか」という，より根元的な質問に，日常言語でいかに答えるかという問題である．そこで，粒子像と波動像がどのように両立するのかを考えてみよう．

電子が粒子だという場合，それは大きさのない点状のものだとされる．一方，点状というイメージを波動像にもちこもうとすれば，デルタ関数状の局在波を考えなければならない(図 2.1).

もちろん，電子の一般的な波動関数はデルタ関数ではない．しかし，一般の関数はデルタ関数の重ね合わせとみなすことができる．そこで，波動像から粒子像に移行するには，まず波動関数をデルタ関数(局在波)の重ね合わせとして表し，各局在波それぞれを，そこに存在する粒子に対応させることになる．つまり，考えている粒子はひとつだけなのに，それが「ここにある状態」,「そこにある状態」等々，一般に無限の状態が共存していることになる．

共存とは重ね合わせ(superposition)のことであり，状態ベクトルで表せば

$$|A> + |B> + \cdots$$

であって，集団解釈のところで述べた混合状態，あるいは統計的集団(ensemble)と混同してはならない．統計的集団とは，現実はそのうちのいずれかひとつの状態である，というものだが，共存の場合は，その全体の重ね合わせが現実である．

複数の状態が共存しているというのが，量子力学の粒子像が古典力学とは決定的に異なる点なのだが，そのことを顕著に示すのが 2 スリット実験(光の干渉

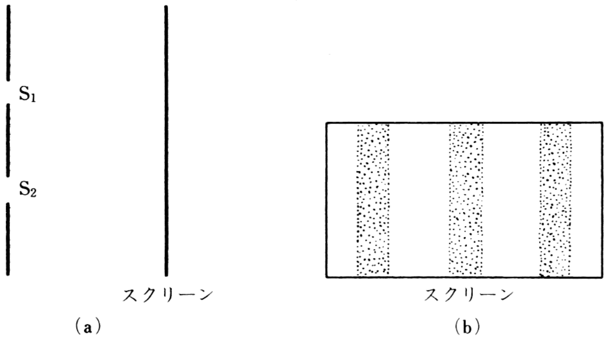


図 2.2　(a) S_1 と S_2 がスリット．電子は右側のスクリーン上のどこか 1 点に痕跡を残す．
(b) 実験を繰り返すと，電子の痕跡の集団が縞模様を作る．

縞を見るヤングの実験の粒子版)である．これは，最近では分子を使ってもなされているようだが，以前から有名なのは電子版である．

概念的に説明すれば，2 つのスリットがついている板に電子をひとつずつ打ち込み，その後ろにあるスクリーンのどこに電子が到達するかを観測する(図 2.2)．1 回の実験では，スクリーンのどこか 1 点に電子の痕跡ができるだけだが，実験を何百回，何千回と繰り返すと，その痕跡の集団は縞模様を描きだす．これは明らかに，各スリットを通った 2 つの状態が干渉しているからだが，1 回の実験では電子は「ひとつ」しか入射していない（1 回の実験では痕跡が 1 個所にしかできないことからもわかる)．つまり電子はひとつなのに，上のスリットを通った状態と，下のスリットを通った状態が共存していると考えざるをえない．

共存という視点からは，波動関数の各点での大きさ($\psi(x)$)は，粒子がその点に存在するという状態の共存度を表すと見ることができる．ψ がある位置でゼロだったら，その位置に粒子が存在するという状態は共存していない．また，ψ の値が大きい位置では，それに対応する状態の「共存度(coexistency)」(共存の程度(measure of existence))は大きい．といっても，それは測定をするか否かとは無関係の話であり，したがってボルン解釈でのように「発見確率」と直接，概念的に結びつく量だと主張しているわけではない．単に，波動関数(共存度)の時間発展を計算するとき，それぞれの状態が未来の各状態の共存度にどのよ

うに影響するのか，その相対的重要性を表しているのにすぎない*．

2.2　一般化における問題点

以上のように考えれば，共存度を表す関数という，ミクロなレベルでの波動関数の自然な解釈が導かれるが，これをこのままの形で，マクロのレベルまで含めた量子論の解釈に拡張できるだろうか．マクロな物体も元を正せば原子分子から構成されているのだから，拡張できなければ量子論の整合的な解釈とはいえない．しかしそれには，答えなければならない重要な問題が幾つかある．ここではそれを，次の 3 つにまとめてみる．

(A) 共存度と，測定結果に対する量子力学の予測とはどのように関係するのか．もちろん，共存度がデルタ関数的(変数が離散的なときはクロネッカー・デルタ的)であればその意味は明らかである．その位置と測定結果は一致する．しかし一般にはどうなのか．つまり測定したときの発見確率(ボルンの確率公理)とは，どのように結びつくのか．

(B) 量子力学的粒子では複数の状態が共存していると述べたが，これをマクロな対象に拡張すれば，マクロな物体でも複数の状態が共存しうることになるが，それで構わないのか．

(C) 2 スリットの実験での縞模様は，複数の状態の共存の直接的な証拠だと述べ

---

*［演算子について］　量子力学の説明にはよく，観測量に対応する(エルミート)演算子という概念が出てくる．状態ベクトルがある演算子の固有ベクトルになっていれば，その状態はその観測量に関して，それに対応する値をもっているとされる．一方，共存度という見方をすれば，固有ベクトルとはその変数(固有値)で表示したときの共存度がデルタ関数(変数が離散的なときはクロネッカー・デルタ)になっていることにほかならない．

数学的には同じことだが，「演算子を状態ベクトルに掛けるという操作は何らかの測定の抽象化である」とする見方をとると，それは共存度という概念とはなじまないことを指摘しておく．共存度とは，測定といった外部の操作とは無関係に波動関数(状態ベクトル)を解釈した概念だからである．

しかし，演算子を状態ベクトルに掛けるという操作を，状態ベクトルを具体的な変数(座標とか運動量)で表さずにスペクトル分布の様子を調べる数学的手段だと考えれば，矛盾はない．ただしその場合は，あくまで共存度という概念が基本であり，演算子とはそれを調べるための手段にすぎない，ということになる．

［場の量子論］　この章では，そして以下の章でも，量子力学の枠組みで議論を進める．つまり，「粒子の位置によって決定される各状態の共存」という見方をした．一方，場の量子論の枠組みでは，「全空間の場の形(関数形)によって決定される各状態の共存」という言い方をしなければならない．しかし共存という概念の扱い方は同じなので，以下では量子力学の枠組みで議論を進めることにする．場の量子論の枠組みでの議論については，文献 15) を参照．

たが，1回の実験での電子の痕跡は1個所にしかつかない．電子が他の位置に到達したという状態も共存しているはずだが，1回の実験ではそのことは直接見えていない．観測されなかった他の状態はどこに行ってしまったのか．

以下の章では，これらの問題にいかに答えるかをめぐって，議論を進めていく．「共存」という上記の解釈を保ちながらこれらの問題にどのように答えられるのかがポイントである．

3章　「確率公理」に対する新しい解釈

3.1　相対頻度としての「確率」

確率を厳密に考えるときは，抽象的な概念としての確率(probability)と，実際の現象の頻度(frequency)とを，概念として区別することが重要である．例えばコインを投げて表が出るか裏が出るかという試行をするとき，その確率はそれぞれ1/2であるというだろう．これは抽象的な確率である．しかし1回コインを投げただけでは，表が出るか裏が出るかいずれかだから，1/2という数値と現象との間につながりはない．

現象と結びつけるには，多数の試行を行い，表が出る割合を求めなければならない．そして試行回数を無限に増やしたときの割合の漸近値が1/2である．この場合には1/2という値は「相対頻度」(relative frequency)であり，現実としての意味をもつ．

量子力学で発見確率という場合には，測定回数無限の極限での「発見相対頻度」が $|\psi(x)|^2$ になることを示せば十分である．実際，数値的に予言できるのは無限の極限だけであり，有限の場合には何も明確なことは予言できない．有限の場合でも，定性的な予言ができるという人もいるだろうが，それについての議論は後でする．ここではまず最初に，無限の極限で何がいえるかを考えてみよう．

粒子の位置というのは連続量なので，話を簡単にするために，スピンのような離散的な2状態の変数を考え

$$|\psi> = a|\alpha> + b|\beta> \quad (|a|^2 + |b|^2 = 1) \tag{3.1}$$

という状態ベクトルを考える．また，やはり話を簡単にするために，これはボー

ス粒子であったとする．そして，この状態にある粒子の N 回の測定結果(α か β か)における頻度を考えよう．それには，この状態にある同じ粒子を N 個用意し，それらすべてを測定することを考えればよい．つまり

$$|N> \equiv (a|\alpha> + b|\beta>)^N \tag{3.2}$$

という状態を考える．

もちろん右辺を展開するとさまざまな項が出てくるので，(N が有限である限り)相対頻度は一意的には決まらない．しかし，例えば $|\alpha>^N$ という項の係数は，$|a| < 1$ である限り $N \to \infty$ の極限で 0 になる．$|\alpha>^n|\beta>^{N-n}$ といったタイプの項についても，係数に N 個の a または b が掛かるが，同時に組み合わせの数($_NC_n$)も考えなければならない．統計学には大数法則というものがあり $N \to \infty$ の極限は特別な意味をもちうるが，ここでも同様のことが起きていないだろうか．

一般に $N \to \infty$ の極限で何が起こるかを見るために，まず，α という結果の「相対頻度」が n/N ($\equiv r$ と記す)である(規格化された)状態ベクトル

$$|r> \equiv {}_NC_n^{-1/2}\{|\alpha>^n|\beta>^{N-n} + \text{perm.}\}$$

を使って，式 (3.2) を

$$|N> = \sum c(r)|r>$$

と展開する．$c(r)$ は展開係数だが，二項係数の性質を使うと

$$\sum |c(r)|^2 = 1$$
$$\sum (r - |a|^2)^2|c(r)|^2 = |a|^2|b|^2/N \to 0$$

であることがわかる．これは N が無限大の極限で

$$c(r) \propto \delta(r - |a|^2)$$

となることを意味する．$c(r)$ とは状態を相対頻度変数 r で表したときの波動関数(つまり共存度)にほかならず，それが $r = |a|^2$ 以外ではゼロだというのだから，測定を行ったときも相対頻度は $|a|^2$ にならざるをえない．つまりボルンの確率公理なしで，頻度という意味での「発見確率」が導けたことになる．(発見

確率というからには，状態の発見(観測)を表現するために，粒子の状態ベクトルひとつずつに観測装置の状態ベクトルを掛けなければならないが，単なる置き換えにすぎないので省略する.)

ここでは共存度 $c(r)$ を使って説明したが[12)]，伝統的にはこの議論は，相対頻度演算子というものを使って，$|N>$ が $N \to \infty$ の極限でこの演算子の(固有値 $|a|^2$ の)固有ベクトルになるという議論が行われてきた[16)].（相対頻度演算子 F とは，$F|r> = r|r>$ となるように定義した演算子である.）数学的にはここでの議論と同じだろうが，しかし解釈論では概念づけの問題が重要であり，前章の脚注で説明したように，演算子よりも共存度という概念のほうが基本であると筆者は認識している.

また，相対頻度基底を使った議論ではなく，式 (3.1) で表される状態の測定結果のウェートをそれぞれ $|a|^2$，$|b|^2$ とし，N 回測定を繰り返したときのウェートである ${}_NC_n|a|^{2n}|b|^{2N-2n}$ の $N \to \infty$ の極限として考えようという行き方もある．まさに統計学での大数法則そのものだが，これはウェートという概念を最初から導入しているので，(ウェートに発見確率という意味を明示的には与えないとしても)循環論法であり，確率公理の証明にはなっていないという批判を受けてきた[17)]．しかしこの批判は，共存度で考える前記の証明には当てはまらないだろうと考える.

では，ウェートという概念を使わないのになぜ $r = |a|^2$ という結果になったのか，なぜ 3 乗とか 4 乗にならなかったのか疑問に思う読者もいるだろう．その根本的理由は $|r>$ を 2 乗で規格化しているからと思われる．つまり状態ベクトルがヒルベルト空間的構造をもつことは仮定されている．では，なぜ状態ベクトルがヒルベルト空間的構造をもつのか．宇宙波動関数から出発したホーキングの議論が興味深いが，別個の問題になるので，ここではその議論には立ち入らない.

3.2　有限試行の場合の予言

ここまでの説明は，$N \to \infty$ の極限で，相対頻度という意味での確率が求まるというものだった．では N が有限だったら何がいえるだろうか.

頻度ではなく抽象的な確率としてボルンの確率公理を認めれば，例えば実験

を 100 回繰り返したときに α という結果が n 回出る確率を，やはり抽象的な確率として計算することができる．一方，前記の共存度の議論では無限回の場合にしか結果は求まらない．そのことをもって，前記の議論は「確率公理」を導いたことにはならないとする批判もある．

しかしこの批判には次のように反論したい．まず，「100 回のうち α が n 回出る確率」という量を知りたいのだとすれば，やはりそれは相対頻度として求めることができる．それには，100 回というセットの実験を無限回繰り返した場合を想定すればよい．すると，「100 回のうち α が n 回」という結果が起きる相対頻度として，ボルンの確率公理の場合と同じ数値が得られる（証明は前の議論と本質的に同じである．ただし前は 2 状態だったのが，ここでは n の値の可能性に応じて 101 状態の問題になる）．

しかしより本質的な問題は，100 回というセットの実験を 1 回(1 セット)だけ行ったときに何がいえるかという問題である．これについて考えるには，似たような話として，100 枚のコインを「1 回」だけばらまいたとき，表の枚数について何がいえるか，という問題を考えればよい．答は，「定量的には何もいえない」，である．実際，何もいえないのだから，数値的な予言をする必要はない．

もちろん，例えば 90 枚以上が表だったら不安に感じる(例えば，コインに特殊な細工がしてあるのではないかと疑う)し，50 枚程度であったら納得するという，定性的な感覚はある．しかしこの感覚を説明するには，確率という具体的な数値を持ち出す必要はない．例えば式 (3.2) の $c(r)$ は N が有限のときは δ 関数にはならないが，$N=100$ 程度の大きい数だったら $r=|a|^2$ に鋭いピークをもつ関数になる．そして $c(r)$ とは共存度であると説明した．共存度は測定と直接結びついた概念ではないが，それがごく小さいということは，それが他の(共存度が大きい)状態と干渉を起こしたとき影響がごく少ないことを意味するので(前章参照)，そのような状態が観測されたとすれば，当然，不安に感じることになる．

また，$N\to\infty$ での結果はわかっているので，N が有限だがかなり大きいときにそれとかけ離れた結果が出たとすれば，やはり不安(例えば，$N\to\infty$ での予想は間違っていたのではないかという疑念)を感じるだろう．いずれにしろ定性的な感覚だけを説明すればよく，それは共存度が(非常に)大きいあるいは小

さいということだけで十分であり，定量的な予言はする必要がないというのが，筆者の主張である．

4章 マクロな対象の波動関数の古典力学的性質

4.1 波　　束

次に議論するのは，マクロな物体の状態の共存という問題である（§2.2 の(B)）．2 章で説明したミクロな粒子に対する量子力学の解釈が，そのままの形で量子力学全体の整合的な解釈とみなせるためには，ミクロな粒子から構成されているマクロな物体でも，複数の状態が共存しうると考えられなければならない．しかしそれは可能だろうか．

マクロな物体の運動は一般には古典力学で記述される．したがって上記の問題を考えるにはまず，マクロな物体における量子力学から古典力学への移行を理解しておかなければならない．

これは通常，「エーレンフェストの定理」と「波束の振る舞い」の組み合わせで説明されている．まずエーレンフェストの定理とは，粒子の位置の期待値の加速度はポテンシャルの微分の期待値に比例する，つまり期待値のレベルで，シュレーディンガー方程式はニュートンの運動方程式を導き出す，という定理である．

しかしもちろん，これだけでは量子力学から古典力学が導かれたことにはならない．例えば原子中の電子(エネルギー固有状態)に対してはこれは $0 = 0$ という意味のない式にしかならない．原子中の電子は古典的には振る舞わないのだから，むしろ古典的に意味のある式が導かれたら困るのだが，ではどのような状況で意味のある結果が導かれるだろうか．

そこで分析しなくてはならないのが波束の振る舞いである．古典力学では質点の状態は，各時刻での位置座標と運動量で指定される．もちろん，量子力学では位置と運動量双方を同時に指定することはできないが，ミクロな不定性は

許容することにすれば，位置と運動量がほぼ決まっている状態が作れ，波束と呼ばれる．それは一意的ではないが，よく使われるのは

$$\psi_{x_0,p_0}(x) \propto \mathrm{e}^{-\frac{1}{2a^2}(x-x_0)^2}\mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}p_0 x} \tag{4.1}$$

というものである(1 次元の場合)．ここで x は位置を表す変数，そして x_0，p_0 および a は，この波動関数を決める定数である．

この波動関数は，位置は $x = x_0$ に集中し，その不定性は a の程度，また(量子力学的意味での)運動量は $p = p_0$ に集中し不定性は $\hbar a^{-1}$ の程度(フーリエ変換してみればわかる)をもつ状態になっている．

式 (4.1) はある特定の時刻($t = 0$ とする)での波束だが，ポテンシャルがゼロの場合には時間変化は容易に計算でき

$$\psi_{x_0,p_0}(x,t) \propto \mathrm{e}^{-\frac{1}{2A}\left(x-x_0-\frac{p_0}{m}t\right)^2}\mathrm{e}^{\frac{i}{\hbar}p_0\left(x-\frac{p_0}{m}t\right)} \tag{4.2}$$
$$\text{ただし}\quad A = a^2 + i\hbar t/m$$

これは(古典力学的な質量×速度という意味での)運動量が p_0 で動く波束になっているが，重要なのは不定性の広がり($\sqrt{A}$)の程度である．もし質量 m が電子の程度だったら

$$i\hbar/m \fallingdotseq 1\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}^{-1}$$

なので 1 秒もたてば不定性が 1 cm にもなるが，もし 1 g の粒子だったら

$$i\hbar/m \fallingdotseq 1 \times 10^{-27}\,\mathrm{cm}^2\,\mathrm{s}^{-1}$$

となり，宇宙年齢ほどの時間が経過しても波束の形はほとんどくずれない(10^{27} 秒は約 3×10^{19} 年)．

波束の形がくずれないということは，この状態は近似的に古典力学での質点を表しているとみなすことができ，これとエーレンフェストの定理を結びつければ，十分に質量が大きな物体に対して，量子力学から古典力学が導かれたことになる．

上の説明ではポテンシャルがゼロの場合の計算を引用して済ませてしまったが，ポテンシャルがある場合にも同様の分析がなされている[18)]．ただし，どのようなポテンシャルでもいいわけではない．例えばミクロなレベルでの初期条

件の違いによって時間発展(軌道)が大きく異なるようなカオス的なポテンシャルの場合は，たとえ質量が大きくても波束の形は保たれない．このような状況では古典力学は成立しないと考えるべきだろう．

4.2　一般の状態

前節の話は，(一定の条件の下では)波束が古典力学的に振る舞うという話だったが，これは古典力学的に見れば単一の状態であり，複数の状態の共存という状況は見えていない．

そうなったのは，最初から状態が波束で表されると仮定したからである．例えば原子が凝縮してマクロな物体を構成するとき，その物体の重心を表す波動関数が前節のような波束の形になることが保証されるだろうか．凝縮する原子の波動関数は広がりをもっているだろうから，それが凝縮してできるマクロな物体の波動関数も，一般には広がりをもつと考えるほうが自然である．また，宇宙波動関数のような場合には，その一般的な形はまさに広がりをもった形をしており，そこからどのように古典的な宇宙像を取り出すかが量子宇宙論での課題となる．ここでは宇宙論の話はしないが，物体の波動関数が広がりをもった状況での，その重心運動に対する古典力学はどのように導かれるかという問題を考えることにする．

話を簡単にするために，またポテンシャルのない1次元のモデルを考えてみよう．そして広がりをもった状態の例として

$$\psi(x) \propto \mathrm{e}^{ip_0 \cdot x}$$

という平面波を考える．運動量は決まっているが，位置はまったく不定の状態である．古典力学とは無縁の状態に見えるかもしれないが，そうではない．これは以下で説明するように，同じ運動量をもってさまざまな位置を古典力学的に動く無限個の状態が共存したものとみなすことができる．

WKB 近似で考えれば，平面波の波動関数から

$$\text{作用} = p_0 \cdot x$$

となり，これを古典力学のハミルトン-ヤコビの方程式に使えば

$$x = (p_0/m)t + x_0$$

という一連の古典軌道が求まる(x_0 は任意)．これは確かに答のヒントを与える重要な情報だが，数式上の関係にすぎず，純粋に量子力学から古典軌道が導けたことにはなっていない．

平面波の古典力学的解釈を見るには，まず波束 (4.1) を使って平面波が

$$\mathrm{e}^{ip_0\cdot x} \propto \int \mathrm{d}x_0 \psi_{x_0,p_0}(x) \tag{4.3}$$

と書けることに着目する．これは $t=0$ での式だが，この展開はもちろん任意の時刻で同じ形になる．

波束ひとつひとつを運動量 p_0 で古典的に運動する粒子の状態とみなすと，式 (4.3) から，平面波とはそのような状態の共存になっているといいえないこともない．しかし上式ではそれらが連続的に重なり合っている(つまり干渉を起こしている)ので，量子論的な性質があらわになっている．古典力学的振る舞いが導かれたとはいえない．

真に古典力学的な振る舞いを取り出すには，積分 (4.3) を離散的な和に書き直さなければならない．そのために，まず x_0 積分の領域を，無限個の微少区間の和 $\{\varDelta_i : -\infty < i\ (\text{整数}) < \infty\}$ に分割し

$$\text{式 (4.3)} = \sum_i \psi(\varDelta_i) \tag{4.4}$$

$$\text{ただし}\quad \psi(\varDelta_i) \equiv \int_{\varDelta_i} \mathrm{d}x_0 \psi_{x_0,p_0}(x)$$

と書く．$\psi(\varDelta)$ は式 (4.3) で，積分領域を $\varDelta$ に限定したものである(一般の $\varDelta_i$ を単に $\varDelta$ と書く)．そしてここでは $\varDelta \gg a$ だとする．つまり $\psi(\varDelta)$ (以下では $|\varDelta>$ とも書く)も一種の波束だが，その幅は前節で考えた波束よりも広い(図 4.1 参照)．

式 (4.4) のように分割しても，隣り合った区間の波束は完全には分離していない．しかしその重なり合いは a の程度であり，区間の幅 $\varDelta$ よりも小さい．より具体的に計算すると，(幅の等しい) 隣り合った区間 $\varDelta$ と $\varDelta'$ での波束の重なり合いは

$$<\varDelta'|\varDelta>/<\varDelta|\varDelta> \propto a/\varDelta$$

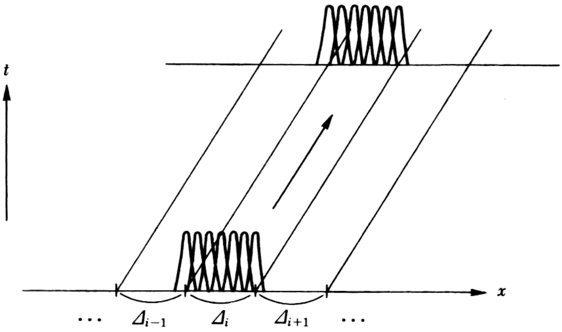


図 4.1　平面波の，古典的振る舞いを示す成分への分解.

波束 $|\Delta>$ の運動量の不定性は $\hbar a^{-1}$ (Δ_p と書く)だが，これを使えば

$$<\Delta'|\Delta>/<\Delta|\Delta> \propto \hbar/\Delta\Delta_p$$

とも書ける.

量子力学から古典力学を導くというのは，位置と速度の不定性の積が $\hbar$ よりも十分に大きい極限での話である．そしてその極限では，隣り合った $|\Delta>$ の干渉は無視することができることがわかった．また，質量がマクロな大きさをもつときには，時間が経過しても波束の形は乱れないのだから，結局(マクロな粒子に対する)平面波は，互いに干渉していない古典的運動の共存として表されたことになる(式 (4.4))．ただし古典的運動の共存というものをどう解釈するかという最終的な問題は，まだ議論しなければならないが.

なお，この節の議論の一般化については，文献 7,8) およびその参考文献を参照．平面波の例では運動量は指定されているので，式 (4.3) は x_0 での積分しかないが，一般には p_0 での積分も入ってくる.

4.3　decoherence functional

前節の議論を，微分方程式の初期値問題という観点から理解しておくことが有用である．シュレーディンガー方程式は形式的には，ある時刻($t = 0$ とする)での全空間での ψ の値によってその後の ψ が決まる，という形式になっている．しかしある時刻でのある領域の値を必要な精度で求めようとする場合，$t = 0$ で

の全領域の値が必要なわけではない．

前節の例が意味することは，時間が極端に長くなく質量がマクロである限り，$t=0$ での区間 Δ_i での ψ の値が，その後の時刻における，その区間が速度 p_0/m で動いた部分の ψ の値を（ほとんど）決めている，ということである．他の領域からの影響（干渉効果）はほとんどない．

前節は平面波という特殊例だったが，このような事情を一般的に表現することができる手段である decoherence functional というものを紹介しよう[19)]．ただし，やはり前節の例で説明する．

まず時刻を，$\Delta\cdot(m/p_0)$ 単位で離散的に考え，順番に

$$t=0,t_1,t_2,\cdots$$

と書く．Δ とは区間 Δ_i すべてに共通な幅のことなので，これは各 Δ_i の波束が隣の区間に次々と移動する時刻を考えていることになる．つまり，0 から t への時間発展の演算子を $U(t)$ と書くと

$$|\Delta_i(t_j)> \equiv U(t_j)|\Delta_i> \fallingdotseq |\Delta_{i+j}>$$

となる（時刻を離散的に考えるのは本質的だが，$\Delta(m/p_0)$ 単位で分割したのは単に便宜上のことである）．

次に，$|\Delta_i>$ は規格化されているとし

$$E_i(t) \equiv |\Delta_i(t)><\Delta_i(t)|$$

という射影演算子を定義する（これはシュレーディンガー表示での演算子である．t はハイゼンベルグ表示での時間依存性を表したものではないことに注意）．これを使うと

$$|\Delta_i> = E_i(0)|\text{平面波}>$$

であり，また一般の時刻では

$$\begin{aligned}|\Delta_i(t_j)> &= U(t_j)|\Delta_i>\\ &= E_i(t_j)UE_i(t_{j-1})U\cdots UE_i(0)|\text{平面波}>\end{aligned}$$

と書ける．ただし最後の式の中に並んでいる U は前後の演算子の時刻を結ぶ時間発展の演算子であり，厳密には時刻変数を書くべきところを省略してある．

この式の意味は明らかだろう．各時刻で波束は特定の区間に位置しているので，その区間に対応している射影演算子を挿入しても結果には影響を及ぼさない．別の言い方をすれば, $|\Delta_i(t_j)>(\fallingdotseq |\Delta_{i+j}>)$ という状態は, Δ_i, $\Delta_{i+1}, \Delta_{i+2}, \cdots \Delta_{i+j}$ という，特定の履歴(history)をもっているということになる．上式の E_i のひとつでも他のもの(E_k，ただし $i \neq k$)に置き換えれば，結果はゼロになってしまう．

状態が特定の history をもっているというのは，干渉という現象が起こる量子力学では特殊なことである．例えば 2 章の 2 スリット実験(図 2.2)では，スクリーンのある位置(A とする)に到着したときの電子の状態は，通過したスリットについては特定の history をもっていない．干渉がある．

そのことを見るために，到達時刻に電子が A にある状態への射影演算子を $E(A)$ とする．また，電子がスリットを通過する時刻にいずれかのスリットを通る状態への射影演算子を $E(i)(i = 1 \text{ or } 2)$ とする．すると，干渉があるのだから

$$\mathrm{Tr}(E(A)UE(1)U\rho_{\mathrm{in}}UE(2)UE(A)) \neq 0 \tag{4.5}$$

となる．ただし ρ_{in} は初期状態を表す密度行列であり，ここでは

$$\rho_{\mathrm{in}} = |\,\text{入射波}><\text{入射波}\,|$$

である．

上式の意味は，入射 $\rightarrow 1 \rightarrow A$ という history と，入射 $\rightarrow 2 \rightarrow A$ という history との間に干渉があるということにほかならない．

上式のようなものを decoherence functional(of histories) と呼び，2 つの history の組み合わせで各成分が決まる行列とみなせるが，式 (4.5) は decoherence functional に非対角成分が存在することを意味する．

一方，前節の平面波の例ではこのような干渉はない．Δ の列によって history を定義したとすれば，decoherence functional でゼロにならないのは対角成分しかなく，それも，$\Delta_i, \Delta_{i+1}, \Delta_{i+2}, \cdots \Delta_{i+j}$ というように順番に並んでいなければならない．式で書けば，まず

$$E(i, i, \cdots i) \equiv E_i(t_j)UE_i(t_{j-1})U \cdots UE_i(0) \tag{4.6}$$

とすると

$$\mathrm{Tr}(E(i,i,\cdots i)\rho_{\mathrm{in}}E(j,j,\cdots j)^{\dagger}) \propto \delta_{ij} \tag{4.7}$$

である．ただし，ρ_{in} はここでは

$$\rho_{\mathrm{in}} = |\,\text{平面波}><\text{平面波}\,|$$

である．（この例では history には $(i,i,\cdots i)$ ばかりでなく $(i,j,\cdots k)$ といった一般形も考えられるが，すべての番号が同じでない限り history 自体（式 (4.6) に対応するもの）がゼロになるので，decoherence functional を考えるまでもない．）

decoherence functional の非対角成分がゼロだとすれば，その計算に使った 2 つの history については干渉がないことになるが，状態に位相相関がなくなっているわけではない．マクロな自由度の場合，位相相関があっても，適切に定義された複数の共存する状態が，古典力学で決まる軌道に沿って干渉し合わず動いていきうることが，この章の主張である．純粋状態が混合状態に移行する必要はない．

しかしこれだけでは話は終わらない．この章の単純なモデルでの議論は，その自由度が保存力の影響下で運動する場合に拡張できるが，散逸がある場合には一般にはうまくいかない．マクロな物体が気体や液体内を動く場合，それらの分子との相互作用によりエネルギーを失って軌道に影響が出るが（散逸），それらの分子を力学的に記述しようとすれば量子力学の範疇になるので，この章の議論の単純な拡張はできない．そのような場合でも，共存する（位相相関がある）マクロな状態に対する干渉の消滅がいかに保証されるかが，次章のテーマである．

decoherence functional は，正確にいえば decoherence functional of coarse-grained histories である．history は有限個の時刻で，それも（例えば上記の Δ のように）幅をもってしか定義されない．また，一般には自由度の数は複数（厳密には無限個）だが，その一部に対してしか制限をつけないのが通常であり，他の自由度については見ない．それが coarse-grained（粗視化）という言葉の意味である．この手法が有用であることは，次章でさらに明らかになる．また，decoherence functional に，単なる手法以上の意味を与える論理解釈と呼ばれる解釈論もあり，それについては補遺で解説する．

5章 decoherence

5.1 decoherenceとは何か

前章では，複数の状態の間に位相相関のある場合でも，現実には(非常に)長い時間にわたって干渉を引き起こさない例を見た．それぞれの状態は古典力学的振る舞いをする波束になっていた．干渉が起こらないためには，必ずしも位相相関の消滅が必要でないことがわかる．しかし前章で扱った例には，その最後に述べたような，本質的な不十分さがある．

前章の例では，扱っている対象の質量が大きいことが本質的だった．現実にはそのような物体は，膨大なミクロな粒子の集団であり，また一般に，膨大なミクロな粒子(電磁波を含む)に囲まれている．問題にした変数は集団座標(重心の自由度)であったが，そのほかに，内部および外部の環境(environment)を表す自由度が必然的に存在する．そして，集団座標と環境の自由度との間の相互作用は，decoherenceという重要な効果を引き起こす．そしてその結果として，非干渉はさらに強く保証されることになる．そしてそれによれば，干渉は散逸があるときも，また波束が広がってしまうほど長い時間を待ったとしても起こらないことがわかる*．

まず，マクロな状態が共存していたとし，それを

$$|\psi> = \alpha|A> + \beta|B> \tag{5.1}$$

と書く．(例えば電子のスピンを測定したときに測定装置が表示した結果を考え

* decoherenceとは物理的な現象であり，一方，前章のdecoherence functionalは数式上の手段であるという意味で，まったく無関係ではないが切り放して考えておいたほうがよい．また，decoherenceという概念自体は量子力学の誕生の頃からあるが，量子論の解釈問題との関係が強調され始めたのは，ここ20年ほどのことである[20]．

ればよい．スピンが↑ならば A という結果，↓ならば B という結果が出る場合，もし電子が測定前に

$$\alpha|\uparrow> + \beta|\downarrow>$$

であったとすれば，測定後には，電子と測定装置全体の状態ベクトルは

$$\alpha|\uparrow'>|A> + \beta|\downarrow'>|B>$$

となる．「′」は，測定後の電子の状態を表す．ここで，例えば $|\uparrow'>|A>$ をまとめて $|A>$ と書けば上式になる．しかし以下の議論は，測定に限らず一般的に通用する話である．）

ここでマクロの状態を，メーターの針（ポインター）の位置などの何らかの集団座標（A あるいは B と書く）と，環境を表す変数（ε と書く）に分離して考え，式 (5.1) を

$$|\psi> = \alpha|A>|\varepsilon_{\rm A}> + \beta|B>|\varepsilon_{\rm B}> \tag{5.2}$$

と書き直す．環境はポインターの位置に影響されるので，それに応じた添字をつけた．A と B がマクロに違う状態を表していれば，それに応じて環境の状態も直交すると予想される（$<\varepsilon_{\rm A}|\varepsilon_{\rm B}> = 0$）．

ここで状態 $|\psi>$ の密度行列（$\rho = |\psi><\psi|$）を作り，環境変数についてトレースをとったもの（積分したもの）を $\rho_{\rm R}$ と書くと（添字 R は reduced の意），環境の状態の直交性のために

$$\rho_{\rm R} = |\alpha|^2\ |A><A| + |\beta|^2\ |B><B| \tag{5.3}$$

となる．$\rho_{\rm R}$ が対角化されたことが特徴である．状態全体 $|\psi>$ では二項の間に位相相関があるにもかかわらず，集団座標だけを見ていると位相相関が消えているように見える．これがいわゆる環境による位相相関の消失であり decoherence と呼ばれる．

複数の自由度があるときにその一部についてトレースをとってしまえば，波動関数の各項の間の位相相関が見えなくなるのは，当たり前の話である．しかし一般には，積分した変数について波動関数が直交しているとは限らず，また積分の結果は時間とともに変化する．それに対して，ここでの環境の話で重要なのは，直交性（$<\varepsilon_{\rm A}|\varepsilon_{\rm B}> = 0$）が必ず満たされ，しかもそれが時間が経過して

も維持されるという点である．環境が非常に多くの自由度から構成されており，しかも互いの間に強い相関がないということが本質的である．しかしそのことが，量子論の解釈問題に対して何を意味しているだろうか．それを次節以降で考えよう．

ところで，ここまでの何も具体的な計算をせずに進めた議論は，当たり前の話であり計算など必要ないという人もいるだろうし，あるいは厳密な正当化を要求する人もいるだろう．一般的な証明は難しいと思うが，幾つかの具体的なモデルでの計算はなされている．特に，マクロな自由度に，無数のミクロの調和振動子を結合させたモデルは多くの人によって議論されてきた．このモデルは最初は量子論での散逸(dissipation)の効果を調べるために考えられたものだが，散逸には必然的に decoherence が伴っており，しかも散逸よりも decoherence の効果のほうが圧倒的に素早く起こることが示されている[20–23]．

5.2　2 スリット実験における decoherence

解釈問題(測定問題)に対する decoherence の重要性を説明するために，まず，2 スリット実験に対するヨース(Joos)とツェヒ(Zeh)の仕事を紹介する[24]．

2 スリット実験で関心がもたれてきたひとつの問題は，「スリットを通り抜けた直後に電子がどちらを通ったか観測したら，スクリーン上に干渉縞が見られるか」というテーマである．スクリーン上で干渉縞が見られるのは，(通った粒子はひとつであるにもかかわらず)各スリットをとった状態が共存しているからなので，観測によってどちらを通ったかがわかってしまえば干渉縞はなくなるだろうと，直観的に想像される．問題は，この直観を量子論からどのように説明するかである．

コペンハーゲン解釈をとれば，観測をした瞬間に波束の収縮が起こり，共存していた状態は一方だけになってしまうので，波束はなくなるというかもしれない．しかしこの天下り的な波束の収縮で万人を納得させるのは難しい．ハイゼンベルクは，観測をしたときに電子の波動関数の位相に大きな乱れが生じるので干渉縞がなくなると主張した．しかしこれは，干渉はするがきれいな縞模様にはならないという議論であり，少なくとも上記の直観とは合わない（しかも後で述べるように，状態の分離不能性という量子力学の根本原理にも反した

説明である)．

ヨースとツェヒが行ったのは，粒子がスリットを通ってからスクリーンにたどりつくまでの現象の，具体的な量子力学的なプロセスとしての計算である．ただし測定装置を考えたのではなく，(図 2.2 での) スリットとスクリーンの間に電磁波(光子)が充満しているとし，その光子との散乱を粒子の観測とみなして計算を行った．

スリットとスクリーンの間にある光子の集団を環境とみなして，その状態を $|\varepsilon\rangle$ と書く．また，それぞれのスリットを通った後の粒子の(規格化された)状態を $|1\rangle$ あるいは $|2\rangle$ と書くと，粒子が光子との散乱を何度か繰り返した後では，光子の状態がそれに応じて変化するので

$$\alpha|1\rangle|\varepsilon_1\rangle + \beta|2\rangle|\varepsilon_2\rangle \qquad (5.4)$$

という形になる．

この状態にはマクロな自由度はどこにも含まれていないが，2 つのスリットは(原子スケールではない)マクロな間隔をもっている．そしてそのために，散乱が繰り返された後には

$$\langle\varepsilon_2|\varepsilon_1\rangle = 0$$

となることが想像され，実際そうなることが示された．そしてその結果として，電子がスクリーンに到達するまでに，$|1\rangle$ と $|2\rangle$ に対応する波動関数が重なり合うほど広がったとしても干渉が起きない．数式で表現すれば，スクリーン上の位置 A に電子が到達したことを表す射影演算子を $E(A)$ とすると (§4.3 参照)

$$\langle 2|E(A)|1\rangle \neq 0$$

ではあっても (つまり電子の状態だけ考えると干渉するように見えても)

$$\langle\varepsilon_2| < 2|E(A)|1 > |\varepsilon_1\rangle = 0 \qquad (5.5)$$

なので，環境の直交性の結果として干渉は起こらない．

以上の議論で重要なポイントを 2 つ指摘しておこう．まず第一は，電子の干渉を議論するときであっても電子の状態ベクトルだけをとってきてはならず，全系の状態ベクトルを考えなければならないという点である．これは分離不能

性(inseparability)または量子絡み合い(quantum entanglement)と呼ばれ，量子力学の定式における基本原理である．干渉とは，系全体の状態ベクトルの間で起こる現象である(原理的には装置の外部の状態も分離不能だが，それは $|1>$ と $|2>$ で共通なので考える必要はない)．

第二に，電子と環境の系の状態ベクトルが，$|1>|\varepsilon_1>$（式 (5.4)）というような単純な積の形に書けるとするのは近似である．無数の光子と電子との相関を厳密に考えれば一項だけでは書けないが，光子との散乱で電子の状態があまり変化しないと仮定すれば，近似としてこのように書いても構わないだろう．ただしより厳密に考えても，干渉の消滅は説明できるだろうが．

この近似に関連して重要なのは，式 (5.4) を別の基底を使って書いたらどうなるかという問題である．例えば試しに

$$|1'> \equiv \cos\theta|1> + \sin\theta|2>$$

$$|2'> \equiv -\sin\theta|1> + \cos\theta|2>$$

という基底を使ってみよう．$|1'>$ (あるいは $|2'>$) という状態が環境(無数の光子)と相互作用した後の状態を，上と同様に単純に $|1'>|\varepsilon_{1'}>$（あるいは $|2'>|\varepsilon_{2'}>$）とすると，全体は

$$\alpha'|1'>|\varepsilon_{1'}> + \beta'|2'>|\varepsilon_{2'}>$$

という形になるが，これは式 (5.4) とは矛盾する(係数(α や β)とは無関係に決めたはずの $|\varepsilon_i>$ と $|\varepsilon_{i'}>$ の関係が係数に依存してしまう)．なぜ式 (5.4) はよく，上式はいけないのだろうか．

この基底を使ったときは，上記の近似を考えたとしても $|1'>|\varepsilon_{1'}>$ とは書けない．スリットを通過した時点では $|1>$ と $|2>$ はマクロなスケールで分離されているので，それぞれの電子と散乱した光子も異なる状態にある．したがって $|1'>$ と環境を合わせた状態ベクトルは

$$\cos\theta|1>|\varepsilon_1> + \sin\theta|2>|\varepsilon_2>$$

と書かなければならず($|2'>$ も同様)，そうすればもちろん上式は式 (5.4) と一致する．

このようなことが問題になるのは，すべてを純粋状態のままで議論しようとするからである．混合状態だったら，それが対角化される基底が数学的に特別の意味をもちうるが，純粋状態だったらどの基底で表現しても数学的には同等であり，いかにして基底に依存しない情報を読み取るかを考えなければならない．

上記の問題についていえば，電子と環境の相互作用の物理的考察によって全体の状態ベクトルの形が決まり，その結果，どの基底を使っても同じ結果が求まる．しかも $\{|1>, |2>\}$ という基底が(結果がもっとも単純に表現できるという意味で)特別であることがわかる．電子と光子の相互作用が局所的であることがその根本原因であった．

同様の基底の問題は次章でも登場するが，これは多世界解釈のような，純粋状態のままで議論を進める解釈論では常に注意しなければならないポイントである．

5.3　decoherence が意味すること

より一般的な状況での，環境による decoherence の意味について考えてみよう．

集団解釈(§1.3)との類推で，対角化された ρ_{R} (式 (5.3))を，状態 A と B の統計的集団を表すと解釈することはできない．§1.3 でもすでに指摘したように，集団解釈自体が天下り的な根拠の乏しい理論だが，仮にそれを認めるにしても，人為的に一部の変数を取り出して積分してしまった後の密度行列に，積分する前の密度行列にはなかった概念的な意味を与えるのは，理論的に辻褄があった話ではない．集団解釈とは元来そのようなものではなく，全自由度に対する密度行列の対角化を追求するものであった(量子力学の枠組みを壊さずには成功しなかったが)．

§5.2 での例では密度行列という概念はまったく必要なかった．対角化された結果(式 (5.3))よりも，対角化の原因であった環境の状態の直交性，そして結局は式 (5.5) が重要であった．このような議論は，密度行列よりも decoherence functional と関係がある．

実際，式 (5.5) は history と decoherence functional を使っても書ける．§4.3 との関連で考えると，環境がある場合

$$E(A)|1>|\varepsilon_1> = E(A)UE(1)U|\text{入射波}>|\varepsilon_0>$$

であり(2についても同様)，$|\varepsilon_0>$ は散乱が起こる前の電磁波の状態である．これを使えば，式 (5.5) は

$$\mathrm{Tr}(E(A)UE(1)U\rho_{\mathrm{in}}UE(2)UE(A)) = 0$$

という関係にほかならない．式 (4.5) との違いの原因はもちろん環境があること，つまり

$$\rho_{\mathrm{in}} = |\,\text{入射波}>|\varepsilon_0><\varepsilon_0|<\text{入射波}\,|$$

となっている点にある．

同様にして，§5.1 の議論も history と decoherence functional を使って書き直してみよう．

まず，式 (5.2) の時間発展を考えて

$$|\psi(t)> = \alpha|A(t)>|\varepsilon_{\mathrm{A}}(t)> + \beta|B(t)>|\varepsilon_{\mathrm{B}}(t)>$$

と書く．最初の時刻が $t=0$ であるとすれば

$$|A(0)> \equiv |A>$$
$$|B(0)> \equiv |B>$$
$$\rho_{\mathrm{in}} = |\psi(0)><\psi(0)|$$

である．また，history は離散的な時刻のセット $\{t_i\}$ でのマクロの状態（$|A>$ や $|B>$）によって定義する(環境の状態については限定しない)．つまり history を定義する射影演算子を

$$E(A,t_i) \equiv |A(t_i)><A(t_i)|$$

として history を

$$E(A:t_1,\cdots t_n) \equiv E(A,t_n)U\cdots UE(A,t_1)$$

と定義する($E(B:t_1,\cdots tn)$ も同様)．

ここで，§5.1 で環境について述べた性質である

$$<\varepsilon_{\mathrm{A}}(t)|\varepsilon_{\mathrm{B}}(t)> = 0$$

という関係式($<A(t)|B(t)> = 0$ となった時刻からごく短時間(decoherence が生じるまでの時間)以降のすべての時刻で成立)を使うと

$$\mathrm{Tr}(E(A:t_1,\cdots t_n)\rho_{\mathrm{in}}E(B:t_1,\cdots t_n)^+) = 0 \tag{5.6}$$

という，2 つの history の非干渉性が求まる．

この非干渉は，前章での，環境を考えなかったときの非干渉(式 (4.6))よりも強い意味をもっている．前章ではひとつのマクロな自由度しか考えなかったので古典軌道が位相空間で重なることはないが，散逸などの現象があれば，一般にはそうはいかない．

例えばメーターのポインターを考えると，途中の時間(測定中)では振れ幅が異なっていても，最終的(測定後)には元の同じ位置に戻る．そして history としてポインターの位置だけを考えたとすると，$|A(t)>$ と $|B(t)>$ が最終的には一致してしまうことになる．これは，途中経過は異なるが最終的には同一の状態になるという，2 スリット実験のマクロ版である．

もちろん，このようなケースでポインターの状態に干渉が見られるはずがない．そしてその理由は，§5.2 の場合と同様に，付随する環境が $|A(t)>$ と $|B(t)>$ では直交しており，その直交性が，ポインターが元の位置に戻った後でも維持されているので，式 (5.6) が成立するからである．

このように，環境の(無数の)自由度があれば，現実世界では干渉は起こらないと想定できる．具体的には，マクロな物体から放出される電磁波が全空間に広がっていき，つまりマクロな自由度の違いの影響が全空間に広がってしまい，状態ベクトルの重なり合いが回復されない，というプロセスである．

現実世界ではそうだろうが，では，もしそれらの電磁波をすべて集めてきて操作する「科学者」が介入したらどうなるだろうか．その場合に何らかの干渉効果を発見できるだろうか．これも直観的には不可能だと思われる．介入した科学者およびその装置がやはり環境として作用し，状況はさらに「悪くなる」だろう．

この問題の厳密な解答は今のところないが，オムネ(Omnès)は次のように論じる[7)]．すなわち，マクロな物体はその内部環境を含めて多数の自由度(N とする)から構成されるが，そのためにそのエネルギー準位間の幅は非常に狭いもの

になる．マクロな状態の干渉を見るには，少なくともその幅を識別して特定の準位を取り出せるだけの精密な装置が必要だが，そのためには，装置が N の指数だけの自由度をもつ必要があり，例えば N が 10^{24} もあればそれは不可能である．

6章 認識の単一性

6.1 「認識」の位置づけ

以上で，2章の最後にあげた3つの問題のうち，最初の2つの問題について答えた．そこから示唆される主な教訓は，ノイマンなどが目指した純粋状態から混合状態への変化(密度行列の非対角成分の消滅)の導出は，目指す必要のない目標だったのではないか，ということである．

実際，波動関数と発見確率の関係は，対角化された密度行列を統計的集団と解釈する集団解釈をとらなくても導くことができた．そして，マクロなスケールで異なる状態の非干渉は，一定の条件が満たされれば純粋状態のままでも保証される．混合状態への変化を考える理由はなく，シュレーディンガー方程式による，状態ベクトルの決定論的な時間発展だけを考えていればよい．

しかしまだ2章の3番目の問題が残っている．それは2章の例(2スリット実験)では，電子の波動関数は広がりをもっているにもかかわらず，スクリーン上に残る痕跡はどこか1個所にしか観測されないという問題であった．(1回の実験において)電子の位置について複数の可能性が共存しているとしたら，スクリーン上の痕跡(マクロな対象)の位置についても複数の可能性が共存しているはずである．しかし人間がその1回の実験結果を観測したとき，共存していることの影響が見られない．痕跡は，どこか特定の場所，1個所にしか見つからない．

この問題を一般化すれば，マクロな状態の場合，複数の状態が共存していたとしても人間はそのうちのひとつの存在しか認識しない．それも，状態ベクトル全体を「ある特定の基底」で展開(上記の例では，電子の痕跡の位置による展開)したときのひとつの状態しか認識しないのはなぜかという疑問になる．

この問題に取り組むには，人間の認識をどのように扱うかということについて，まず基本的立場を決めておかなければならない．このような議論をするときの「人間」については，1 章でも議論したように，概念的に 2 種類の立場を区別する必要がある．つまり，現象を直接観測する「観察者」(測定装置を使って実験をする科学者でも，単に現象を眺めている非科学者でもよい)と，量子力学という理論を使って世界がどうなっているかを理論的に考察する，「超越的科学者」という立場をとる人である．

そして，上で持ち出した人間の認識とは，観察者の脳の中で起きているひとつの現象にほかならない．そこで以下では人間の認識を，量子力学の状態ベクトルの一部として表される量子力学の対象とみなす．そして状態ベクトルを外から見て分析する「超越的科学者」と区別する．そしてその「超越的科学者」は量子力学を，「観察者」としての人間の認識を含めた自然現象全体に対する理論として解釈する．

生命現象も元をただせば原子分子による一種の自然現象であることが明らかになった現在ではこれは当然の立場だと思えるが，ボーアらによるコペンハーゲン解釈では明らかにそうではなかったし，現在でもこのように考えない解釈論もある(特に，実証主義的立場に立つ解釈)．これは，人間(生命)あるいはその認識というものを自然科学の体系全体の中でどうとらえるかという，自然科学全体の整合性の問題であるが，ここでは前述の立場に立って話を進めることにする．

もちろん，実際に現象を観察し認識している(「超越的科学者」ではない)人間にとって世界はどのように見えるかが，今，答えなければならない問題だが，前述の立場に立つとすればこの問題は，「超越的科学者」による量子力学の解釈から「解答を導くべき」応用問題となる．

一人の人間が(あるいは人類全体が)認識している世界は，時間的にも空間的にも宇宙全体のごく一部にすぎない．しかし自然全体に対する根本理論としての量子論は，人間が認識しているかとは無関係に(例えば人類が誕生する前の時代についても)解釈されなければならないはずである(少なくともそのような普遍性をもつ理論として提示されている)．つまり，量子論の解釈の基本は人間の認識とは無関係になされなければならず，人間にとって量子論の世界はどのよ

うに見えるかという疑問は，その解釈に基づき改めて検討すべきテーマだということになる．

6.2　基底の選択

前節のような立場に立つと，「現象の単一性」について非常にシンプルな解答を予想することができる．しかしこの予想を正当化するには，人間の認識とは具体的にどのような現象なのか，ある程度明確にしなければならず，それほど単純な話でもない．いずれにしろ，まず予想される解答を提示しよう．

§5.1 でのように，マクロな自由度について 2 つの状態が共存していたとする．

$$|\psi\rangle = \alpha|A\rangle + \beta|B\rangle \tag{6.1}$$

ただしここで A と B は，例えば 2 スリット実験での痕跡の 2 つの位置でもよく，また測定装置のメーターのポインターの 2 つの位置であってもよい．また $|A\rangle$ や $|B\rangle$ には，単にマクロな自由度ばかりでなく，環境やその他のもの(例えば式 (5.1) の下の説明を参照) も含めて考える．

次に，認識を表す状態ベクトルをシンボリックに $|$ 認識$\rangle$ と書き，認識のプロセスを

$$\begin{aligned}
&|\psi\rangle|\text{認識}\,(0)\rangle \\
&\quad = \{\alpha|A\rangle + \beta|B\rangle\}|\text{認識}\,(0)\rangle \\
&\quad \Rightarrow \alpha|A\rangle|\text{認識}\,(A)\rangle + \beta|B\rangle|\text{認識}\,(B)\rangle
\end{aligned} \tag{6.2}$$

とする．ただし括弧の中の記号は，人間がマクロな自由度について何を認識したかを表す(0 はまだ認識していない状態を表す)．

もし認識の過程が上のように進むとしたら，人間は A または B を認識する．どちらかはわからないが，そのいずれか一方しか認識しないので，これは「単一性」を満たしており問題の解答になっている．

しかし，もしここで

$$|A'\rangle = \cos\theta|A\rangle + \sin\theta|B\rangle$$

$$|B'\rangle = -\sin\theta|A\rangle + \cos\theta|B\rangle$$

とし，式 (6.1) を

$$|\psi\rangle = \alpha'|A'\rangle + \beta'|B'\rangle$$

と書き換えて形式的に前の同じことをすると，認識のプロセスは

$$|\psi>|\ 認識\ (0)> \Rightarrow \alpha'|A'>|\ 認識\ (A')> + \beta'|B'>|\ 認識\ (B')> \tag{6.3}$$

となり，これは式 (6.2) とは矛盾する．

これは実質的に §5.2 の最後で議論した問題と同じである．§5.2 での $|1>$ や $|2>$ と同様に $|A>$ や $|B>$ は局所的な状態だが，$|A'>$ や $|B'>$ はそうではない．そしてそのような場合に，認識がどのようになされるかを考えなければならない．

実際，式 (6.3) のように状態と認識が単純な積の形に書けるとしたら，（例えば）$|$ 認識 $(A')>$ は $|A'>$ という状態（局所化されていない状態）そのままの認識となり，つまり $|A>$ と $|B>$ の共存を（干渉という形で）認識することになり，認識結果の単一性に反する．

この問題に答えるには，そもそも認識とは物理的にいかなるプロセスなのか，考察しなければならない．

例えば分子ひとつの波動関数が A および B という，マクロな距離離れた 2 つの位置にある波束からできているとし，それぞれを $|A>$，$|B>$ と表す．その分子が（どちらの波束でも）励起状態にあり，光子を発して下の準位に落ちるとする．その光を受けてレンズを使って結像させることを，視覚による認識と呼ぼう．

波束が $|A>$ だけだったら，これは分子が A にあるとの認識に対応し，B の場合も同様である．では波束が 2 つある場合，それぞれからの光は干渉するだろうか．もし干渉しないとしたら結像はそれぞれ独立に考えなければならず，状態と認識との間の相関を考慮する必要がある．一方，もし干渉するとすれば，$|A>$ と $|B>$ の共存の効果が出るだろう．

正解は「干渉しない」である．それを見るためにまず光子が出た状態を

$$|\psi> = \alpha|A>|\gamma_{\rm A}> + \beta|B>|\gamma_{\rm B}> \tag{6.4}$$

と書く．光は広がり $|\gamma_{\rm A}>$ と $|\gamma_{\rm B}>$ は次第に重なり合うので，それだけなら干渉効果を見ることができる．$|A>$ と $|B>$ も，もし分子ひとつだけだったら，ある時点ではマクロに分離されていてもその後の時刻で干渉を見るのは決して不可能なことではない（分子に対する 2 スリット実験で縞模様を見ることができる）．

しかし，ここではマクロな系の共存を問題にしている(スクリーン上の電子の痕跡はマクロな状態である)．つまり光子を発するのがひとつの分子であったとしても，$|A>$ や $|B>$ の中には環境も含め膨大な数の自由度が含まれている．そしてそれを含めて考えると(inseparability あるいは quantum entanglement の要請)，干渉は起こりえないというのが前章の decoherence の主張であった．つまり認識も含め，上式の右辺の二項の干渉を見るプロセスは存在しない．

そして干渉がないとすれば $|A>$ と $|B>$ の認識は独立であり，対象と認識の相関を取り入れた式を書かなければならない．つまり式 (6.3) は正しくなく，例えばその第一項は

$$|A'>|\,\text{認識}\,(0)> \Rightarrow$$
$$\cos\theta|A>|\,\text{認識}\,(A)> + \sin\theta|B>|\,\text{認識}\,(B)>$$

としなければならず，結局式 (6.2) と同じになる．

6.3　ポインター基底と波の収縮

前節の議論で本質的であったのは，認識を光学的装置(例えば人間の視覚機構)による結像と同定し，その結果として，認識におけるマクロな対象の「位置」の単一性を導いたことであった．また，光子と分子の状態が式 (6.4) のような相関をもっていることが前提となっており，ここでも相互作用の局所性が本質的な役割を果たしている．

そしてそのような議論の結果，§5.2 の場合と同様に，結論は議論の途中で採用する基底に依存しないが，議論をもっとも簡単にする基底が存在することがわかった．それはマクロな変数について局所的な状態に対応する基底である．測定装置(メーター)でいえばポインターの各位置に対応する基底であり，「ポインター基底」(pointer basis)と呼ばれる[25)]．

人間が何らかの観測を行う場合は，ポインター基底とは認識の結果に基づく基底でもある．したがって，前に応用問題であると述べた，観測者にとって世界はどう見えるかという疑問にも，この基底を使って答えればよい．この基底で展開したときには decoherence のため各項の間に干渉が起こらない．したがって，ある観測者が特定の認識をした際には，その観測者にとっては以降，その

項だけの効果を見ることになる．このことが実質的に，コペンハーゲン解釈における波の収縮と同じ役割を果たす．

このように考えてみると，これまでの議論は認識のプロセスの詳細には依存しないことがわかる．実際，ある認識の第一段階が目の中での結像だったとしても，その結果がさらに脳の中に伝達していくというプロセスがある．しかし第一段階で decoherence が働くとすれば，分離不能性(つまり entanglement)によって，その後の段階でも，その詳細によらずに decoherence が働くはずである．

認識については，まだ多くの議論の余地があることは否定しない．しかし以上の話はわれわれの感覚と完全に一致していることは間違いない．より精密な議論は，結局は上記の結論を正当化するより頑強な根拠を与えることになるだろうとの期待をもち，ここでは認識の単一性についての話を終えるが，ポインター基底と「多世界」との関係については，次の最終章でもさらに議論をする．

7章 結　　論

この論稿の流れは，

(1) ミクロな対象についての量子力学の解釈を述べ（2 章），
(2) それをそのままマクロな対象まで拡張することによって，「確率」の問題や測定の問題を含む整合的な量子力学の解釈を得る，

というものであった．もちろんマクロな対象にはそれに固有の性質があるが(例えば decoherence)，それはミクロな対象に対する量子力学から導けるということが主張であった．

2 章で取り上げた，ミクロな対象に対する，そして結局はマクロな対象を含む全自然界に拡張される量子力学の公理とは

(a) 波動関数の時間発展は，シュレーディンガー方程式のみによって決定論的に決まる．
(b) 量子力学では一般に複数の状態が共存しており，波動関数はそれらの状態の共存度を表す．共存度とは，干渉が起きたときの各状態の相対的寄与の大きさを決める数値であり，もしある状態の共存度がゼロだったら，その状態は(いかなる干渉にもきかないのだから)存在していない．

コペンハーゲン解釈の中心的概念である，測定における波束の収縮およびボルンの確率公理は要請されない．そして上記の公理から出発し

(I) ボルンの確率公理と物理的に同等の結論が，共存度および相対頻度という概念を使って導ける(3 章)．
(II) マクロな物体には(通常は)干渉効果が見えないことと，マクロな物体の場

合でも複数の状態が共存しうること(純粋状態)とは矛盾しない(4，5章).

(III) 人間の認識にとって測定結果がある特定のタイプの単一なものになることと，測定後の測定装置や測定対象が純粋状態であることは，矛盾しない．波の収縮と物理的に同等のメカニズムが存在する(6章).

という結論を導いた．特に(III)については，測定装置も，また測定結果を認識する人間も，量子力学の対象物として波動関数(状態ベクトル)によって記述したことが本質的であった.

量子力学の解釈論についてはさまざまな人がさまざまな意見を表明しており，同一の「宗派」に属する人の間でも，強調点の違いなどによって微妙にニュアンスが異なることがある．したがって，この論稿で述べた解釈が，筆者が影響を受け支持している人々の意見を正確に反映しているといえるかは微妙だが，いずれにしろこの解釈が「多世界解釈」と呼ばれる範疇に入ることは間違いない.

多世界解釈とは，測定をしたとき(例えば2スリット実験でスクリーン上のどこかに電子の痕跡ができたとき)，波の収縮が起きるのではなく，すべての可能性が共存し続けるという理論である．つまり，マクロな対象についても複数の状態の重ね合わせ(共存)を認める．ただし，それらの共存する各状態は(decoherenceのため)互いに干渉し合わず独立に時間発展し続けるので，測定によって生じた多数の世界が並行して存在するというイメージになり，多世界解釈という名で呼ばれている*.

前にも述べたようにdecoherenceの典型的なプロセスは，物体から生じた電磁波が宇宙空間に広がっていってしまう現象だが，逆に宇宙空間からある物体に電磁波が集まってきて吸収されるというプロセスもシュレーディンガー方程式で禁じられるわけではない．しかし現実にそのようなことが起こらないのは，そのようなプロセスを生み出す初期条件がきわめて特殊であり，日常的に考えても，あるいは宇宙の初期条件というレベルで考えても実現不能だからである.

* ［時間の矢］多世界解釈とは，人間はいなくても自然界全般で起こりうる，広い意味での「量子論的測定」のたびに並行世界が生じるという理論だが，シュレーディンガー方程式の時間反転不変性とは矛盾しないだろうか．これは基本的に統計力学でのエントロピー増大の法則，あるいは電磁気での遅延波の問題と実質的に同じであり，初期条件の問題になる.

多世界解釈に対していわれてきた疑問点のひとつは，どのような世界が共存しているのか，基底の取り方によって結論が変わってしまうのではないかという問題である．この問題についてのここでの解答は基本的には5章と6章で示した通りだが，少し説明を加えておこう．

すでに強調したように，「観察者」の立場と「超越的科学者」の立場を明確に区別しなければならず，解釈の基本は「超越的科学者」の立場からの見方である．

その立場からすれば，存在するのは波動関数(状態ベクトル)全体であって，それをどの基底で表現するかは便宜上のことでしかない．「多世界」という言葉は比喩的な表現にすぎず，各世界が独自性をもって存在していると主張しているわけではない．つまり， decoherence functional が(式 (4.7) のように)対角的になるという意味で現実に互いに干渉し合わない世界への分割は，何通りあっても構わない．単に，ひとつのものに対する見方が何通りもあるといっているにすぎない．実際，まず状態ベクトル全体を何らかの基底で展開し，それの時間発展によって history を定義すれば，その decoherence functional は必ず対角的になる．

しかし「観測者」という立場から見るとそうではない．「観測者」の立場というのは，より正確にいえば観測者の認識の問題であり，認識が干渉効果を見るかどうかは， decoherence functional が対角的か否かだけでは決まらない．当然のことながら，$<A|B> = 0$ だからといって，何らかの観測量 O に対して $<A|O|B> = 0$ であるとは限らない(例えば，2つのスリットを通った波には干渉効果があるが，それでも全体としては直交している)．そして6章で議論したように，認識固有の性質により選択される基底がある．それが前章のポインター基底であり，観測者はこの基底でのみ，2つの項の間の干渉効果を「認識できない」．

このこととの関連で，ペンローズによる多世界解釈の批判を検討してみよう[26)]．シュレーディンガーの猫のパラドックスを考える．ブラックボックスの中に放射性の原子核があり，それが崩壊すると毒薬の瓶が壊れて中にいる猫が死ぬという装置の話である．箱の中を見れない(原子核が崩壊したかわからない)人にとって，中の猫の状態はどう表されるかという問題である．波の収縮を仮定しないここでの解釈論に基づけば，ある程度時間が経過した後での系の状

態ベクトルは，ごく単純化して考えて

$$\alpha|\text{崩壊}>|\text{死んだ猫}> + \beta|\text{未崩壊}>|\text{生きている猫}>$$

と書け，猫が死んでいる世界とまだ生きている世界が共存していると主張することになるだろう．

しかしペンローズは，上式は(簡単のために $\alpha = \beta$ とし記法も簡略化して)

$$(|\text{崩}> + |\text{未}>)(|\text{死}> + |\text{生}>)$$
$$(|\text{崩}> - |\text{未}>)(|\text{死}> - |\text{生}>)$$

というようにも分解できるので，多世界への分岐という結論は展開するときに使う基底に依存してしまうと指摘し，多世界解釈は認識の一意性について何も答えていないと主張する．

これに対する回答は，本質的には前章で述べた通りである．純粋状態は任意の基底で分解できるので，物理的な結論を出すには，基底に依存しない論理(あるいは特別の基底を選択する理由)を考えなければならない．そして前章では認識プロセスにおける干渉の有無を論じた．認識プロセスは一種の物理現象であるという立場に立ったので，この議論は別に認識を持ち出さなくても，一般に干渉があるかないかを議論すればよい(実際，認識にはさまざまなプロセスがありうるので，干渉についての一般論をしておくのが望ましい)．

そして上記の例の場合，ペンローズ流の展開方法では2つの項の間の干渉を見るプロセスがあることは簡単にわかる．「猫は生きているが原子核は崩壊している」という状態を観察すればよい．このような状態は観察されないはずだが，それは二項の干渉を考えて初めて説明できることである．

つまり，ペンローズのように展開するのは自由だが，だからといって，その展開に対応する認識や多世界の分岐があるわけではない．decoherence のため干渉がおきなくなる基底は何か，ということを考えなければならない．

この論稿の最初に，科学理論についての一般的問題として，実在主義と実証主義の違いを強調した．そしてここまでの説明を読んでいただければ，多世界解釈はきわめて実在主義的な理論になっていることは理解いただけたと思う．

それも，1 章で説明した意味での「強い実在主義」であり，波動関数は実在の忠実な表現であるとみなすことができる．この結論は，多世界の共存を認めることにより波の収縮を排除したこと，および確率公理を相対頻度の問題に置き換えたことにより達成された．

1 章でも述べたように，アプリオリに科学の理論が実在主義でなければならないとか，実証主義でなければならないとかいう規則があるとは思わない．これは実際の理論によって決めるべきものである．そしてこの論稿で述べたような論理により，（コペンハーゲン解釈に毒されている多くの人々の偏見とは反対に）量子論は実在主義的理論とみなすのが最も整合的な解釈であると筆者は考える．

もし実在主義的解釈が可能であるとすれば，それは明らかに実証主義的解釈よりも優れている．なぜなら，自然界に法則性がある理由をその裏にある何らかの実在の性質として説明できること，そして人間の認識も自然現象のひとつであるという，おそらくダーウィン以来の自然科学者の「先入観」と整合的だからである．

しかし，ここで述べてきたことと主要な点では非常に類似しているにもかかわらず，強い意味での実在主義はとらない，「論理解釈」と呼ばれるきわめて実証主義的な理論がここ 10 年ほど，グリフィス（Griffiths）やオムネといった人々により提唱されている．そして多世界解釈も論理解釈もどちらも，エベレットが始めた新しい解釈論の正統な後継者であると任じている．

この論稿は多世界解釈の解説ということで，論理解釈には深くは立ち入らない．しかし読者の参考のために，補遺にその簡単な説明と批判を記す．興味のある方は参考にしていただきたい．（論理解釈 (logical interpretation) は，consistent histories interpretation とも呼ばれる．これらの名前の由来は補遺を見ていただきたい．）

補遺：論理解釈

多世界解釈と同様に，干渉しない history と decoherence functional という概念を使って構成する，論理解釈という解釈論がある．主たる提唱者はオムネとグリフィスであり，比較的新しい考え方であるということもあって注目されている[7–10]．必ずしも決定版ができているというわけではないが，基本的な考え方を以下で説明する（ここではほぼ，グリフィスによる最新版に基づく）．

history と decoherence functional の意味についてはすでに本文で説明した．history とは離散的な時刻の列 t_i：$i = 1 \sim n$ に対して，各時刻での系の性質を（粗視化して）指定することによって決まる（例えば式 (4.6)）．そして 2 つの history をそれぞれ H_1, H_2 と書いたとき（H はそれぞれ，式 (4.6) のような各時刻での射影演算子の積），一般には干渉があるので（例えば式 (4.5)），その和の decoherence functional には加法性が成立しない．つまり

$$\begin{aligned}\mathrm{Tr}\{(H_1+H_2)\rho_{\mathrm{in}}(H_1+H_2)^\dagger\} &\neq \\ &\mathrm{Tr}\{H_1\rho_{\mathrm{in}}{H_1}^\dagger\} + \mathrm{Tr}\{H_2\rho_{\mathrm{in}}{H_2}^\dagger\}\end{aligned}$$

これが量子論の典型的な特徴である．

ここで次のように history のセットを構成する．まず各時刻 t_i での系の性質を決める射影演算子のセット $\{E_j(t_i)：j = 1 \sim m\}$ を，（十分な精度で）排他的かつ完全であるように決める（4 章の例も参照）．つまり

$$\begin{aligned} E_j \cdot E_k &= 0 \quad (\text{ただし } j \neq k) \\ \sum E_j &= I \quad (\text{単位演算子}) \end{aligned} \tag{S.1}$$

それらの任意の組み合わせにより $(n \times m)$ 個の history のセット（family）を作る（各 history を H_r と書く）．そして，もしそのうちの「任意の」2 個の history に

ついて，上記の意味での加法性が常に成立するとき，それを「consistent family of histories」と呼び(加法性は $\rho_{\rm in}$ の具体的な形にも依存する)，そのときは

$$p(r) \equiv {\rm Tr}\{H_r \rho_{\rm in} H_r{}^\dagger\} \quad (>0)$$

と定義すると

$$\sum p(r) = 1$$

という式が成り立つ．単に数学的な意味で $p(r)$ を H_r の確率と呼ぶが，測定(発見確率)との関係はここでは仮定されない(これは3章の最後に説明したような，大数法則と同等な議論で後から導く)*.

ひとつの consistent family of histories (以下，CFH と書く)があったとき，それをさらに粗視化することによって，別の CFH を作ることができる．後者に属する history は前者に属する複数の history の和(各時刻での射影演算子の和で構成する)であり，例えば r_1 と r_2 を加えた history を r_{1+2} と書くと，その確率は，加法性が成立しているということから

$$p(r_{1+2}) = p(r_1) + p(r_2)$$

となる.

また2つの history の「積」も，各時刻での射影演算子の積で構成される history として定義できる．2つの history の条件を同時に満たす history と考えればよい．もちろん，最初の CFH の history の積は射影演算子の排他性(式 (S.1))より必ずゼロになるが，さらに粗視化した history の積はそうではない．例えば各時刻での射影演算子について

$$(E_j + E_k) \cdot E_j = E_j$$

なので

$$r_{1+2} \cdot r_1 = r_1$$

といったタイプの関係が成り立つ.

* 4章の例は排他的ではあるが完全ではなく，また，$m = \infty$ であった．ただし($\sum E_j - I$)というもうひとつの射影演算子を導入すれば完全にすることができる．また干渉がないので consistent family になっているが，この例では平面波が規格化不可能であることを反映して，$p(r)$ の和を有限にすることはできない(ほとんどの $p(r)$ はゼロになっているが).

ここで $p(r)$ を使って「論理構造」を定義する．ただし以下で r（あるいは r'）は一般に，最初の CFH の history をさらに粗視化したものを意味する．まず条件つき確率というものを，通常通りに

$$p(r'|r) \equiv p(r \cdot r')/p(r)$$

と定義する．通常の表現では，「r のときに r' になる確率」という意味になる．そしてもし $p(r \cdot r'|r) = 1$ である場合に，それは

$$r \Rightarrow r' \quad (\text{つまり，} r \text{ ならば } r')$$

という「論理」を意味するという対応を導入(仮定)する．

この対応の直観的な意味を説明しておこう．$r \cdot r'$ というように積をとった history のほうが各時刻での状態の限定が強いので，一般には単独の r よりも確率は小さくなるはずだが，もし小さくならないとしたら($p(r'|r) = 1$)，それは r という限定だけで，r' という限定をすでに意味している，という論法である．

この「論理」を使って，状態ベクトルが何を表すかなどということなど考えず議論を進めるのが論理解釈である．より具体的には

(1) 実際に人間が認識する事象は「真」であるとする．
(2) そして，その事象から，上記の論理によって導かれる結果も「真」であるとする．

このように考えると，例えば同一の対象に同じ測定を繰り返したとき同じ結果が出ることの保証など，コペンハーゲン解釈では波の収縮仮定を使う必要のある問題を解決することができる．またボルンの確率公理も，p の多数の積がどのような振る舞いをするかということから，大数法則により(§3.1 の最後を参照)導くことができる．

history という概念が登場するという意味で多世界解釈に近い面はあるが，多世界解釈とは異なりきわめて実証主義的な解釈論である．魅力的な議論にも見えるが問題もある．そのひとつは，CFH というものが一意的ではなく，その取り方によって結果が変わってしまうという点である．

簡単な例で説明しよう．時刻 $t = 0$ でスピンが $+x$ 方向を向いている電子を考える($|\rightarrow>$ と書く)．そして，時刻 t_1 と t_2 でスピンの性質を指定する($0 < t_1 < t_2$

とする）2 種類の CFH（A および B と書く）を次のように作る（途中の時刻で，電子のスピンを変える作用はないものとする）．

[A] 時刻 t_1 では x 方向のスピンを指定し，時刻 t_2 では z 方向のスピンを指定する．すると history としては

$$\mathrm{A1}(\rightarrow\uparrow), \mathrm{A2}(\rightarrow\downarrow), \mathrm{A3}(\leftarrow\uparrow), \mathrm{A4}(\leftarrow\downarrow)$$

という 4 種類のものがある．例えば時刻 t_2 でのみ ↑ と指定する粗視化された history は A1 + A3 である．ただし初期条件より，A3 と A4 の確率 p はゼロである．

[B] t_1 で z 方向のスピンを指定し，時刻 t_2 でも z 方向のスピンを指定する．すると history しては

$$\mathrm{B1}(\uparrow\uparrow), \mathrm{B2}(\downarrow\downarrow), \mathrm{B3}(\uparrow\downarrow), \mathrm{B4}(\downarrow\uparrow)$$

という 4 種類のものがある．例えば時刻 t_2 でのみ ↑ と指定する粗視化された history は B1 + B4 である．

ここで，時刻 t_2 で z 方向のスピンを測定し，結果が ↑ であったとする．すると

$$p((\mathrm{A1}+\mathrm{A3})(\mathrm{A1}+\mathrm{A2}))/p(\mathrm{A1}+\mathrm{A3}) = 1$$

という式から（元の 4 つの history の排他性と $p(\mathrm{A3}) = 0$ を使えばよい）

$$\mathrm{A1}+\mathrm{A3} \Rightarrow \mathrm{A1}+\mathrm{A2}$$

今，A1 + A3（時刻 t_2 で ↑）は真であるとしているので，時刻 t_1 では「→」という結果が求まる．一方，B からも同様に

$$p((\mathrm{B1}+\mathrm{B4})(\mathrm{B1}+\mathrm{B3}) \,/\, p(\mathrm{B1}+\mathrm{B4}) = 1$$

から，時刻 t_1 では「↑」という結果が求まる．

同じ時刻でスピンが → でも ↑ でもあるというのは，明らかにおかしい．もちろん論理解釈論者はこの問題をすでに考えていて，「論理はひとつの CFH の中でしか使えない．異なる CFH での結果を合わせることはできない」，と主張

する．そして，CFH の違いによる結果の違いは，まさにボーアの昔の相補性(complementarity)であると論じる．

しかし反対者は，「異なる CFH での結果を合わせることはできない」という(人為的とも思える)規則はどこから出てくるのかと疑問を提起する．そもそも，いったん結果を出した後でもそれを導いた手順を覚えておかなければならないというのは，容易に受け入れられる話ではないと論じる．

このような問題が生じるのは，一見自然に見える，確率を使って論理を導入するというプロセスが，それほど当然のことではないという点にある．何らかの集合があるとし，その元のうち，ある性質(X と書く)を満たす元の数の割合を $p(X)$ と書こう．また 2 つの性質(X と Y とする)の双方を満たす元の数の割合を $p(X \cdot Y)$ と書く．そのときに

$$p(X \cdot Y)/p(X) = 1$$

だったら，これは集合の関係としては

$$X \cap Y = X$$

を意味するので，元の性質として，「X ならば Y」と結論づけるのは自然な話である．

しかし CFH の場合には，そのような集合が実体として存在しない．量子力学の状態ベクトルとは全体として固有の意味をもつものだが，特定の基底(あるいは history)で展開したものは単に表現上のものにすぎず，それに固有の客観的な意味を与えることはできない．(多世界解釈で考えれば，時刻 t_1 でのスピンの状態は明らかに $| \rightarrow > = | \uparrow > + | \downarrow >$ なので，［A］に基づく論理のみが正しい．これは，初期条件のため状態の分岐は未来に向かってのみ起こるという時間の矢の結果(7 章の脚注参照)である．仮に，時刻 t_0 において $| \leftarrow >$ という別の世界($| \leftarrow >$ に応じた環境付き)が共存していても，それが合流して t_1 で $| \uparrow >$ という状態になることは，環境の decoherence のためありえない．多世界解釈に基づけば，時間を逆方にさかのぼる論理解釈での推論は正しい保証はない．)

また論理解釈では，(「真」の定義からわかるように)人間の認識を状態ベクトルの外に置いているようだが，それは現在の自然科学での考え方からみて，不

可避でないならば避けたほうが望ましい立場だと筆者には思える.

論理を持ち出すことは，状態ベクトルの解析にとってひとつの有用な手段にはなるかもしれないが，それに原理的な意味を与えることには無理があるというのが私見である.

参考文献

1) H. Everett : *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 454 (1957)
2) B. De Witt & N. Graham(eds.) : The Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics, Princeton Univ. Press (1973)
3) M. Gell-Mann & J. B. Hartle : in Proceedings of the 3rd International Symposium Foundation of Quantum Mechanics in the Light of New Technology, edited by S. Kobayashi *et al.* (1990)
4) この稿で展開する多世界解釈の組み立てと説明法は，下記の啓蒙書を書いているときに構想したものである
和田純夫： 量子力学が語る世界像(ブルーバックス)，講談社 (1994)；シュレーディンガーの猫がいっぱい，河出書房新社 (1998)
5) 和田純夫： 多世界解釈，パリティ，2000 年 4 月号
6) L. Vaidman : http://www.tau.ac.il/ vaidman/mwi/mwst1.html
7) R. Omnès : *Rev. Mod. Phys.*, **64**, 339(1992)
8) R. Omnès : The Interpretation of Quantum Mechanics, Princeton University Press(1994)；Understanding Quantum Mechanics, Princeton University Press (1999)
9) R. B. Griffiths : *Phys. Rev.*, **A54**, 2795 (1996)；*Phys. Rev.*, **A57**, 1604 (1998)
10) F. Lalo : *Am. J. Phys.*, **69**, 655(2001)
11) 和田純夫： 宇宙の波動関数と多世界解釈，パリティ，2000 年 4 月号
12) 和田純夫： 宇宙の波動関数とは?　物理学会誌，1989 年 6 月号
13) 小林道夫： 科学哲学，産業図書 (1996)
14) 和田純夫： 量子力学のききどころ，岩波書店 (1995)
15) 福田礼次郎： マクロ系の量子力学，丸善 (1991)
16) J. B. Hartle : *Am. J. Phys.*, **36**, 704 (1968)
17) A. Kent : *Int. J. Mod. Phys.*, **A5**, 1745 (1990)
18) G. A. Hagedron : *Commun. Math. Phys.*, **71**, 77 (1980)
R. Omnès : *J. Stat. Phys.*, **57**, 357 (1989); *Ann. Phys.*, (N. Y.) **201**, 354 (1990)
19) R. B. Griffiths : *J. Stat. Phys.*, **36**, 219 (1984)
20) W. H. Zurek : *Physics Today*, **44**(10), 36 (1991)

21) K. Hepp : *Commun. Math. Phys.*, **35**, 265 (1974)
22) A. O. Caldeira & A. J. Leggett : *Physica*, **A121**, 587 (1983); *Phys. Rev.*, **A31**, 1057 (1985)
23) W. G. Unruh & W. H. Zurek : *Phys. Rev.*, **D40**, 1071 (1989)
24) E. Joos & H. D. Zeh : *Z. Phys.*, **B59**, 223 (1985)
25) W. H. Zurek : *Prog. Theor. Phys.*, **89**, 281 (1993)
26) R. ペンローズ： 心は量子で語れるか(ブルーバックス)，講談社 (1999)

著者略歴

和田　純夫（わだ　すみお）
1977 年　東京大学大学院理学系研究科博士課程修了
専　攻　理論物理学
現　在　東京大学総合文化研究科専任講師　理学博士

白浜　圭也（しらはま　けいや）
1990 年　東京大学大学院理学系研究科博士課程修了
専　攻　低温物理学
現　在　慶應義塾大学理工学部助教授　理学博士

舛本　泰章（ますもと　やすあき）
1977 年　東京大学大学院理学系研究科博士課程修了
専　攻　物性物理学（実験）
現　在　筑波大学物理学系教授　理学博士

現代物理最前線 6

2002 年 10 月 15 日　初版 1 刷発行

発行　**共立出版株式会社**／南條光章
東京都文京区小日向 4 丁目 6 番 19 号
電話　東京(03)3947-2511 番（代表）
郵便番号 112-8700
振替口座 00110-2-57035 番
URL　http://www.kyoritsu-pub.co.jp/

印刷　加藤文明社
製本　中條製本

社団法人
自然科学書協会
会員

検印廃止
NDC 420

ISBN 4-320-03391-4

Printed in Japan